

## Tesis de Posgrado

# Interacción dinámica del entorno con la convección en nubes cúmulus

Nicolini, Matilde

1986

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias  
de la Atmósfera de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en [digital.bl.fcen.uba.ar](http://digital.bl.fcen.uba.ar). Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in [digital.bl.fcen.uba.ar](http://digital.bl.fcen.uba.ar). It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

**Cita tipo APA:**

Nicolini, Matilde. (1986). Interacción dinámica del entorno con la convección en nubes cúmulus. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.  
[http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_2007\\_Nicolini.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2007_Nicolini.pdf)

**Cita tipo Chicago:**

Nicolini, Matilde. "Interacción dinámica del entorno con la convección en nubes cúmulus". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1986.  
[http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_2007\\_Nicolini.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2007_Nicolini.pdf)

**EXACTAS** UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



**UBA**

Universidad de Buenos Aires

○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES  
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES

Tema de Tesis

INTERACCION DINAMICA DEL ENTORNO CON LA CONVECCION  
EN NUBES CUMULUS

Autor

Matilde Nicolini

Director de Tesis

Dr. Mario N. Nuñez

Lugar de trabajo:

Departamento de Meteorología

Tesis presentada para optar al título de Doctor en Ciencias Meteorológicas

1986

Tesis 2007  
g. 2

A mi madre por su sostén, comprensión  
y cariño y a mi hijo Pablo por su res-  
peto por mi trabajo y por su paciencia  
durante las horas dedicadas al mismo  
en mi hogar.



Existe una búsqueda en el tratar de explicar el porqué de una elección que entre otras cosas nos produce placer y satisfacciones.

A lo largo del tiempo la humanidad se preguntó y explicó primero a través de su visión particular de la realidad, su "conciencia mítica", después a través de la investigación racional de los fenómenos meteorológicos. Y los poetas transmiten las sensaciones que estos les producen.

"....il cielo finalmente folgorò, tuonò con folgori e tuoni spaventosissimi....Quivi pochi giganti, che dovetter esser gli più robusti ch'erano dispersi per gli boschi posti sull'alture dei monti, siccome le fiere più robuste ivi hanno i loro covili, eglino, spaventati ed attoniti dal grand'effetto diche non sapevano la cagione, alzarono gli occhi ed avvertirono il cielo. E perchè in tal caso la natura della mente umana porta ch'ella atribuisca all'effetto la sua natura, ..., si finsero il cielo esser un gran corpo animato, che per tal aspetto chiamarono "Giove", il primo dio delle genti dette "magiori", che col fischio de' fulmini e col fragore de' tuoni volesse dir loro qualche cosa ..."

Gian Battista Vico (1668-1744)  
La Scienza Nuova, Libro 2º, Sez. 1, Cap. 1  
Primera edición 1725, ed. completa 1730,  
revisada en 1744

La pioggia nel pineto (Alcyone, 1903) Gabriele d'Annunzio

Taci. Su le soglie  
del bosco non odo  
parole che dici  
umane, ma odo  
parole più nuove  
che parlano goccioline e foglie  
lontane.  
Ascolta. Piove  
dalle nuvole sparse.  
Piove su le tamerici  
salmastre ed arse,  
piove su i pini  
scagliosi ed irti,  
piove su i mirti  
divini,  
su le ginestre fulgenti  
di fiori accolti,  
su i ginepri folti  
di coccole aulenti,  
piove su i nostri volti  
silvani,  
piove su le nostre mani  
ignude,  
su i nostri vestimenti  
leggeri,  
su i freschi pensieri  
che l'anima schiude  
novella,  
su la favola bella  
che ieri  
t'illuse, che oggi m'illude,  
o Ermione.  
.....

## AGRADECIMIENTOS

Es siempre difícil ser justo en el reconocimiento de las deudas que se contraen antes y durante la elaboración de un trabajo de tesis porque existe un trabajo previo de maduración que conduce al mismo. En mi caso fueron muchas las personas, que de una manera u otra, contribuyeron a la concreción de las ideas que se exponen. De manera que una relación completa incluiría la larga lista de los que tanto me han dado, empezando por mis padres, José y Valeria Nicolini quienes me inculcaron amor a la naturaleza y sentido de responsabilidad. No puedo mencionarlas todas, pero quisiera hacer constar algunos agradecimientos.

Agradezco al Dr. Mario N. Núñez su orientación como Director de Tesis especialmente en mis primeros pasos en la simulación numérica de la convección y en su programación computacional, por su asesoramiento y revisión crítica del manuscrito, por brindarme libertad de acción y confianza y por haberme permitido incluir materiales publicados que habíamos escrito conjuntamente.

Al Dr. José A.J. Hoffmann por su valioso apoyo como Consejero de Estudios.

Al Dr. Erich Lichtenstein por su contribución a mi formación científica y constante aliento e interés por mi trabajo.

Al Dr. Isidoro Orlanski quien en sus visitas al país me orientó en temas específicos.

Al Dr. Juan Carlos Jusem por sus sugerencias, comentarios críticos y generosa transmisión de ideas a través del contacto epistolar.

Al Dr. Rubén Norscini por haberme motivado a ingresar a la Carrera de Doctorado y a la Dra. María Elena Saluzzi de Torres por su confianza y constante apoyo e interés por los avances de la Tesis.

Agradezco al CONICET por el apoyo brindado a través del Subsidio PID N° 3-916804/85.

Deseo expresar también mi reconocimiento a Martha Añel por la transcripción a máquina de una parte del manuscrito; a Claudio Austi por haber colaborado en las ilustraciones. Al personal del Centro de Cómputos del Centro Espacial San Miguel; al personal del SICAD de la FAA; y especialmente al personal del Instituto de Cálculo de la F.C.E. y N., por las

facilidades brindadas en el uso de los sistemas de computación.

También quiero agradecer a las personas que integraron el Programa Nacional de Lucha Antigranizo durante mi inclusión en el mismo porque gracias a la calidad humana del personal técnico y científico que lo componía, el trabajo en el mismo se pudo realizar en un ambiente agradable y eficiente. El trabajo en el campo en Mendoza, la observación de las tormentas y los problemas prácticos que se presentaron sirvió de motivación al tema de Tesis. Deseo agradecer especialmente a la Lic. Marta Ghidella de Hurtis que formaba parte de dicho grupo, por su generosa e inteligente participación en discusiones, que siempre me resultaron útiles.

Siento una gran nostalgia también por los años transcurridos en el Instituto de Física de la Atmósfera del Departamento de Meteorología. Durante esos años, los más productivos en mi trabajo de Tesis, allí reinaba una atmósfera de real compañerismo.

Recuerdo con especial afecto al Dr. Emilio A. Caimi quien con su cariño, serenidad y apoyo fue un estímulo permanente en mi trabajo. También en este sentido debo mucho a la Lic. Yolanda Quinteros de Menzies y al Ing. Norberto Di Lorenzo quienes me permitieron compartir su oficina.

Por último, quiero mencionar que la elaboración final y redacción de este trabajo no hubiera resultado posible sin el apoyo y la libertad que me brindó mi familia.

## RESUMEN

En este trabajo se desarrolla un modelo numérico dependiente del tiempo que simula la convección húmeda no profunda en nubes cumulus dispuestas en rollos transversales.

Se extiende el análisis de escala realizado por Lipps y Hemler para convección profunda en ausencia de efectos turbulentos, a convección no profunda incorporando un tratamiento simplificado de los términos turbulentos. Se obtienen dos sistemas aproximados inelástico Boussinesq de ecuaciones para convección bidimensional no profunda que difieren en las variables de pronóstico. En el primero, las variables de pronóstico son la vorticidad (normal al plano vertical de movimiento), una variable adimensional proporcional a la entropía y la relación de mezcla del agua total y no se incluye la precipitación. En el segundo están representadas por la vorticidad, la temperatura potencial y las relaciones de mezcla de las categorías de agua en la fase vapor, agua de nube y agua de lluvia. En esta última versión el sistema de ecuaciones incluye una parametrización de la microfísica de las nubes de "lluvia caliente", de acuerdo al tratamiento propuesto por Kessler.

Se inicia la convección con una burbuja pequeña y menos densa que el entorno. Este último se supone saturado y condicionalmente inestable en la mayoría de los experimentos realizados. El dominio de integración tiene una extensión vertical de 3 Km. y horizontal variable según los experimentos, entre 4 y 6 Km. El paso de malla utilizado es de 100 m y el paso de tiempo es de 4 segundos.

Se derivan las ecuaciones que vinculan las tasas de incremento de las integrales de las distintas formas de energía con la generación, conversión y disipación de las mismas. Estas relaciones se utilizan para estudiar la dinámica de la convección y para verificar la consistencia del modelo. Se encuentra que los esquemas numéricos utilizados permiten resolver el sistema de ecuaciones con una exactitud del 5 al 10%.

Se realizan tres series de experimentos. En la primera se simula la convección húmeda en una atmósfera inicialmente en reposo. La segunda tiene como objetivo la evaluación del modelo con datos reales, y la tercera se realiza con el fin de estudiar la influencia del factor cortante vertical del viento en la convección.

Se encuentran coincidencias y comportamientos similares de la convección resultante, a los encontrados por otros autores, cuando se suponen condiciones de calma en la atmósfera de referencia. En esta serie de experimentos se analiza en detalle la evolución de los campos de movimiento, termodinámicos y de la sustancia agua líquida. Se analiza asimismo la velocidad de crecimiento de los valores máximos de algunas variables, con el fin de caracterizar la convección húmeda en condiciones ambientales variables en los distintos experimentos. También se varía en forma controlada algunas suposiciones y características del modelo.

Se evalúa el modelo utilizando los datos observacionales relativos a convección no profunda obtenidos durante el día 261 del Experimento del Atlántico Tropical GATE. Se adaptan las características del modelo y se ajusta la forma e intensidad del impulso inicial a fin de reproducir convenientemente la convección no profunda en nubes Cu en una atmósfera tropical. Se comparan los resultados del presente modelo, tanto con los encontrados por un modelo tridimensional como con los datos reales. Se encuentra que los resultados son adecuados en la etapa de desarrollo y que el modelo bidimensional puede ser utilizado para el pronóstico de la convección no profunda en nubes Cu de "lluvia caliente", durante dicha etapa, en situaciones reales. Se plantean los problemas encontrados y la forma de resolverlos con el fin de mejorar el comportamiento del modelo y poder simular con mayor fidelidad todas las etapas de la convección.

Se aplica el modelo al estudio del efecto de la cortante vertical del viento en la convección bidimensional en nubes Cu no precipitantes en un entorno saturado. Se analiza la evolución de los campos de las distintas variables físicas y la energética del modelo. Se encuentra que cuando el perfil del viento predominante es lineal, se confirman los resultados encontrados por otros autores en el sentido de un efecto inhibitorio de la cortante. Este efecto que aumenta al aumentar la magnitud de la cortante acompaña a un transporte contragradiante de la cantidad de movimiento horizontal. Cuando el perfil es curvo se comparan los resultados con los hallados por Asai en un análisis lineal de la convección seca. Se confirma un efecto inhibitorio más débil en este caso, resultado que no es por lo tanto característico sólo de per-

turbaciones infinitesimales en convección seca. Los resultados difieren sin embargo en cuanto persiste, aunque débil, un transporte vertical de la cantidad de movimiento horizontal, que resulta contragradiente durante la etapa de desarrollo. Esto indica que en la convección húmeda bidimensional existe una disminución de la energía cinética perturbada a expensas de la energía cinética media hasta que culmina la convección.

En la primera parte de este trabajo se sintetizan los antecedentes relacionados con el estudio teórico y observacional de la dinámica de la convección atmosférica profunda y no profunda con un énfasis mayor en los avances realizados en la última década, en el estudio de los procesos asociados al factor cortante vertical del viento.

# INDICE

	Pág.
CAPÍTULO I: INTRODUCCIÓN.....	1
1.1 CONSIDERACIONES GENERALES SOBRE LA DINAMICA DE LA CON- VECCION .....	1
1.2 ANTECEDENTES EN DINAMICA DE LA CONVECCION PROFUNDA .....	4
1.2.1. Antecedentes observacionales y de modelos con- ceptuales y teóricos de la convección profunda...	4
1.2.2. Antecedentes de modelos numéricos de simulación de convección profunda .....	10
1.3 ANTECEDENTES EN DINAMICA DE CONVECCION NO PROFUNDA .....	16
1.3.1. Antecedentes observacionales .....	16
1.3.2. Antecedentes teóricos y de simulación numérica ..	19
1.4 PLANTEAMIENTO DEL PROBLEMA .....	27
1.5 OBJETIVOS .....	43
1.6 ORGANIZACION DEL TRABAJO .....	44
CAPÍTULO II: SISTEMA DE ECUACIONES Y MODELO NUMÉRICO .....	46
2.1 SUPOSICIONES BASICAS .....	46
2.2 SISTEMA DE ECUACIONES BASICAS .....	49
2.2.1 Ecuación de movimiento .....	49
2.2.2 Ecuación de energía termodinámica .....	51
2.2.3 Ecuaciones de continuidad .....	53
2.3 ANALISIS DE ESCALA Y APROXIMACION INELASTICA .....	56
2.3.1 Suposiciones del análisis de escala . Parámetros dimensionales utilizados para adi- mensionalizar las distintas variables .....	58

## INDICE (Continuación)

	Pág.
2.3.2 Obtención del sistema aproximado de ecuaciones para convección profunda .....	63
2.3.2.1 Ecuación de movimiento .....	63
2.3.2.2 Ecuación de energía termodinámica .....	67
2.3.2.3 Ecuaciones de continuidad de la sustancia agua .....	68
2.3.3 Obtención del sistema aproximado de ecuaciones para convección no profunda .....	69
2.3.4 Forma definitiva aproximada de los sistemas de ecuaciones (2.26a) y (2.26b) para convección no profunda .....	70
2.4 MODELO NUMERICO .....	77
2.4.1 Parametrización de la turbulencia .....	78
2.4.2 Parametrización de la microfísica .....	79
2.4.3 Dominio de resolución y estructura del retículo utilizado .....	85
2.4.4 Representación del sistema de ecuaciones en diferencias finitas .....	87
2.4.5 Condiciones de contorno .....	94
2.4.6 Condiciones iniciales y paso de tiempo de integración .....	95
2.4.7 Método de resolución .....	97
2.4.8 Energética y consistencia del modelo .....	98
 CAPÍTULO III: EVALUACIÓN DEL MODELO DESARROLLADO .....	 112
3.1 CONVECCION HUMEDA NO PROFUNDA, ATMOSFERA DE REFERENCIA EN REPOSO .....	112
3.1.1 Descripción de los experimentos .....	112
3.1.2 Análisis de los resultados .....	117
3.2 ATMOSFERA DE REFERENCIA TROPICAL REAL. VERIFICACION DEL MODELO .....	177
3.2.1 Modelo utilizado .....	178
3.2.2 Condiciones iniciales .....	179
3.2.3 Análisis de los experimentos realizados .....	187



## INDICE (Continuación)

	Pág.
CAPÍTULO IV: INFLUENCIA DE LA CORTANTE VERTICAL DEL VIENTO EN LA CONVECCIÓN BIDIMENSIONAL NO PROFUNDA .....	218
4.1 DESCRIPCION DE LAS CARACTERISTICAS DE LOS EXPE- RIMENTOS REALIZADOS .....	219
4.2 ANALISIS DE LOS EXPERIMENTOS .....	222
4.2.1 Análisis de los campos dinámicos, termodinámicos y de la sustancia agua líquida ..	222
4.2.2 Energética .....	272
CAPÍTULO V: CONCLUSIONES Y LINEAS FUTURAS DE INVESTIGACIÓN ....	300
5.1 DISCUSION DE LOS RESULTADOS Y CONCLUSIONES .....	300
5.2 LINEAS FUTURAS DE INVESTIGACION .....	303
REFERENCIAS .....	306

## CAPITULO I

### INTRODUCCION

#### 1.1 CONSIDERACIONES GENERALES SOBRE DINAMICA DE LA CONVECCION.

Uno de los problemas básicos de la hidrodinámica de la atmósfera en la actualidad, es el estudio de la energética en la interacción de los movimientos de diferentes escalas. Justamente uno de los objetivos prioritarios del Global Atlantic Tropical Experiment-GATE- (Experimento Global del Atlántico Tropical) del Global Atmospheric Research Project-GARP- (Programa de Investigación Global de la Atmósfera), ha sido obtener datos observacionales para estudios que contribuyan a una mejor comprensión de este problema. Un ejemplo de esta interacción es el desarrollo de nubes convectivas con un campo de viento en el entorno.

La dinámica de la convección y en particular la dinámica de nubes, ha ido ganando interés en las dos últimas décadas. Por una parte se ha tomado conciencia de que la formación de precipitación en las nubes, no puede ser comprendida exclusivamente en base a procesos microfísicos. Los movimientos del aire en el interior y alrededor de las nubes, afectan decisivamente factores tales como la concentración, la distribución inicial de tamaños y la naturaleza física de las partículas de nube, así como su evolución, el tamaño máximo que alcanzan los hidrometeoros y eventualmente la distribución, intensidad y duración de la precipitación en superficie. El flujo de aire se ve influido a su vez por la microfísica de la nube, creándose fuentes y sumideros de calor en los cambios de fase. Así por ejemplo, la evaporación de las gotas de lluvia

induce la formación de corrientes descendentes que juegan un rol importante en el desarrollo posterior de nuevas tormentas.

Por otra parte, se ha reconocido que las nubes cumulus (Cu) juegan un rol importante en el balance de calor de la atmósfera tropical y en la formación y crecimiento de las perturbaciones tropicales de gran escala. Es posible parametrizar el efecto combinado de un conjunto de nubes (de convección profunda y no profunda) en modelos de gran escala, a fin de predecir los campos de temperatura y humedad a partir de relaciones de estos campos con algunas propiedades de los conjuntos de nubes que pertenecen a una escala menor (Arakawa y Schubert, 1974). La investigación de estas propiedades ha adquirido un mayor impulso a partir de la observación de las imágenes de nubes cumuliformes, obtenidas por satélites meteorológicos. Estas imágenes han permitido visualizar por ejemplo el alto grado de organización de las nubes tropicales marítimas, sugiriendo su probable asociación con perturbaciones de gran escala.

La necesidad de representar los procesos físicos en escalas menores a la de los modelos atmosféricos de gran escala, ha conducido a experimentos observacionales y numéricos para la búsqueda de una solución a este problema fundamental.

La presente discusión se limita a los movimientos convectivos incluídos en la comunmente denominada mesoescala o más específicamente (de acuerdo a la subdivisión propuesta por Orlanski, 1975), abarca las escalas meso  $\beta$ , meso  $\gamma$  y micro  $\alpha$  que van desde los 200 Km a los 200 m en la dimensión horizontal.

Dado que la dinámica básica de los transportes convectivos y su interacción con el flujo de gran escala todavía no son completamente comprendidos, se han utilizado formas difusivas para parametrizar los procesos de mezcla. Sin embargo, existen diferencias entre la dinámica de la convección profunda y no profunda, que conducen a un cuestionamiento de la validez de una representación difusiva de los flujos convectivos. La naturaleza de estas diferencias es tanto termodinámica como dinámica. La presencia de precipitación y las corrientes inducidas por la evaporación en la escala de la nube, producen un enfriamiento

en la troposfera inferior y un balance de masa diferente al que se observa en convección no profunda no precipitante. En este último caso, el movimiento compensatorio produce calentamiento y su escala horizontal es mayor que la nubosa. Estos efectos conducen a un flujo vertical de calor que difiere del que corresponde al primer caso. Desde el punto de vista dinámico, la organización característica de la convección profunda, en sistemas con ascendentes y descendentes persistentes en presencia de cortantes de viento en el entorno en dirección y velocidad, conducen a transportes verticales de cantidad de movimiento que tienden a incrementar dichas cortantes del viento. Transportes de este tipo, conocidos como contragradientes, han sido descritos por Moncrieff y Miller (1976) y por Le Mone (1984). Si bien este tipo de convección es menos frecuente que la convección desorganizada de menor escala, la intensidad de los transportes convectivos justifica su inclusión en los esquemas de parametrización.

La convección no profunda, menos organizada aunque más frecuente, parece obedecer más una ley de tipo difusivo para los flujos convectivos. Según ésta ley, la convección con características estocásticas "mezclaría" la cantidad de movimiento horizontal, disminuyendo la cortante de los vientos ambientales (transporte a favor del gradiente). Sin embargo, en presencia de cortante del viento (Moncrieff, 1981), aún la convección no profunda se organiza, alineándose en calles de nubes. Este tipo de convección constituye el tema de esta Tesis.

Otra diferencia entre la convección profunda y la no profunda, que interesa mencionar, se vincula a la interacción entre los movimientos de la escala convectiva y los movimientos de escalas menores. Lipps (1977) obtiene a partir de la experimentación numérica de convección no profunda, incluyendo una clausura de segundo orden en los términos turbulentos (escalas menores a nubosa), que una gran cantidad de la energía cinética total (hasta un 50% en la etapa madura) se encuentra en las escalas que no pueden ser resueltas por el modelo ( $\leq 250$  m). En cambio Clark (1979), encuentra al modelar tormentas severas que sólo un 5% de la energía cinética total se encuentra en escalas menores. Este resultado desde el punto de vista de la dinámica de fluidos, lo induce a concluir que, contrariamente a la aparente mayor simpleza de

la convección no profunda, la tormenta severa requiere menos habilidad para ser modelada que los Cu pequeños. Si bien se ha avanzado y se han propuesto esquemas cada vez más sofisticados para la parametrización de la turbulencia en los modelos convectivos, ésta es un área en la que todavía no se ha logrado una adecuada solución del problema (Schlesinger, 1978 b; Redelsperger y Sommeria, 1981, 1982 a, 1982 b).

El grupo de investigación del Imperial College en Inglaterra, apoyándose en la existencia de sistemas convectivos organizados tales como cumulonimbus (Cb), líneas de inestabilidad en latitudes medias y tropicales, convección profunda asociada con frentes en latitudes medias y bandas de lluvia en huracanes, suponen que en estos sistemas los transportes convectivos en escala nubosa predominan sobre los transportes en escalas menores. A partir de esta filosofía recurren a la dinámica de fluidos no viscosos para desarrollar modelos teóricos y numéricos, y clasificar la convección organizada desde el punto de vista dinámico en prototipos. Obtienen para cada uno de ellos, expresiones de los transportes convectivos de propiedades, útiles para la parametrización en modelos de gran escala (Moncrieff, 1981).

## 1.2 ANTECEDENTES EN DINAMICA DE LA CONVECCION PROFUNDA

### 1.2.1 Antecedentes observacionales y de modelos conceptuales y teóricos de la convección profunda.

A partir del "Thunderstorm Project" (Byers y Braham, 1949) se ha ido enriqueciendo el conocimiento cuantitativo relativo a las tormentas en latitudes medias. Las tormentas severas han recibido más atención, debido al mayor impacto que producen sus manifestaciones tales como granizo, vientos fuertes, tornados, etc.

Existen también antecedentes observacionales de convección profunda sobre los océanos tropicales. En particular, Malkus y Riehl (1964) encontraron en los este en el Pacífico convección organizada en bandas de nubes, distinguiendo dos tipos distintos que se presentan sepa-

rados o simultáneamente en la misma región. El primero corresponde a convección no profunda y se hará referencia a él en un párrafo posterior. El segundo tipo, con topes que exceden los 4 Km y con espaciamientos horizontales entre líneas de 30 a 100 Km, ocurre cerca de la vaguada de ondas en los estes y presenta una orientación de las bandas variable, coexistiendo las que se alinean en la dirección normal a la dirección del vector cortante de la capa nubosa (bandas transversales) con las que se alinean en la dirección de dicho vector (bandas longitudinales). Warner C. y otros (1980b) también encuentra distintas organizaciones de convección profunda y no profunda, coexistiendo e interactuando en zonas tropicales oceánicas.

Sun (1978) realiza un análisis lineal de estabilidad de calles de nubes profundas, en una atmósfera condicionalmente inestable, que le permite encontrar dos modos inestables de convección en bandas. Para ello considera perfiles verticales del viento similares a los observados por Malkus y Riehl (1964), en presencia de configuraciones nubosas como las mencionadas en el párrafo anterior. Investiga los efectos combinados del calor latente y de la cortante del viento en la atmósfera tropical. La velocidad máxima de amplificación de las perturbaciones, favorece la formación de calles longitudinales y estacionarias respecto del viento medio, cuando la fuerza de empuje debida a la liberación del calor latente predomina sobre el efecto amortiguador de la estratificación estable. Si en cambio la conversión de energía cinética del flujo medio en energía de la perturbación domina sobre la conversión de energía potencial, el modo más inestable es transversal y se propaga respecto del viento medio.

Le Mone (1984), Zipser (1984) analizan las características de la convección en líneas de inestabilidad de desplazamiento lento y rápido, respectivamente, en zonas tropicales.

Emanuel (1984) simula con un análisis lineal el efecto de la evaporación y de la cortante vertical del viento en la convección profunda precipitante bidimensional. Reproduce el acoplamiento de una perturbación en la capa nubosa asociada a la liberación de calor latente, con una perturbación (frente de ráfaga) que se genera en la

capa subnubosa asociada a la evaporación de agua de lluvia y a la cortante del viento. El crecimiento de ambas y su propagación, se asemeja a las características de algunas líneas de inestabilidad alineadas en dirección normal a la cortante vertical del viento, como se observa en los trópicos. Este trabajo demuestra como el efecto de la precipitación en la convección profunda, puede explicar la extracción de energía cinética de un flujo medio con cortante vertical constante. Identifica de esta manera una diferencia entre la convección precipitante y la convección seca. Este resultado es particularmente interesante porque, como se verá más adelante, tanto los antecedentes y los resultados del presente Trabajo de Tesis indican que la convección bidimensional no profunda y no precipitante, siempre entrega energía cinética al flujo medio, cuando la estratificación de temperatura es condicionalmente inestable y el perfil del viento medio es lineal.

La interpretación y selección de ciertos aspectos básicos de estudios observacionales de tormentas convectivas, utilizando sensores indirectos tales como el radar meteorológico, han guiado a investigadores tales como Browning y Ludlam (1962) y Browning (1964) a la formulación de modelos básicamente conceptuales, que proveen una excelente referencia para comprender la naturaleza de ciertas tormentas. Debido a la falta de información cuantitativa, -hasta ese momento-, acerca de la dinámica alrededor y en el interior de las nubes, estos modelos se limitan a proponer distintas dinámicas internas con una organización de las ramas ascendente y descendente, que conducen a sistemas persistentes en el tiempo.

Moncrieff y Green (1972) y Moncrieff y Miller (1976) formulan a su vez modelos analíticos en base a los anteriores, definiendo dos regímenes diferentes de convección profunda desde el punto de vista de su propagación. Uno, denominado de "nivel conducente", bidimensional, y el otro, "propagante", necesariamente tridimensional. El primero se desplaza con la velocidad del flujo de gran escala en algún nivel de la tropósfera (el nivel conducente), mientras que el segundo se desvía sistemáticamente del mismo. A partir de esta clasificación, obtienen fórmulas de predicción de la velocidad de desplazamiento y de propagación de las tormentas en términos de condiciones atmosféricas

previas a las mismas. Nicolini (1981), usando datos observacionales, utiliza estas expresiones y las de otros autores para determinar la velocidad de desplazamiento de tormentas en la zona norte de Mendoza.

Grandoso (1968), Marwitz (1972 a, 1972 b), Chisholm y Renick (1972), Newton y Fankhauser (1975) y Browning (1977) entre otros, clasifican el amplio rango de tormentas graniceras observadas de acuerdo a su grado de severidad, longevidad, modo de propagación, naturaleza de la cortante vertical del viento, estructura celular en tres dimensiones, etc. Como resultado incluyen tipos tales como celdas unicelulares de vida corta u ordinarias, multicelulares que se propagan en forma discreta, supercelulares que se propagan continuamente y de mayor duración que las anteriores, tormentas dispuestas en líneas longitudinales, en líneas transversales y líneas de inestabilidad.

En base a criterios fijados por estos autores, se han documentado numerosos casos de tormentas convectivas que han sido investigadas y tipificadas (Browning y Foote, 1976; Chisholm, 1973; Nelson, 1976). En nuestro país Nicolini y Norte (1979) estudian una muestra de 78 tormentas y presentan hodógrafas de viento típicas para las distintas clases de tormentas correspondientes a la temporada setiembre 1976-marzo 1977. En dicha temporada se informaron 33 días con granizo en el norte de Mendoza. Saluzzi (1983) analiza 26 días de tormentas en tres temporadas graniceras en la misma región de estudio, encontrando un alto porcentaje de tormentas multicelulares desorganizadas. Se ha encontrado que muchas tormentas tienen características comunes a más de una categoría en su tiempo de vida y que existe una superposición y variación en los tipos reconocidos por distintos autores. Esto hace un tanto subjetiva la clasificación de casos particulares de tormentas. Los datos experimentales existentes indican frecuentemente un giro con la altura en capas bajas, del vector cortante vertical del viento en el entorno de tormentas severas (Chisholm y Renick, 1972; Nicolini, 1979).

Existen estudios (en regiones del mundo afectadas por granizo) del grado de influencia de la cortante en la producción de granizo, fenómeno asociado a la convección severa (Das, 1962; Bartishvili, 1973;



Dessens, 1981). En nuestro país Grandoso (1966), encuentra una relación entre el viento en el nivel de 500 mb y la distribución geográfica del daño por granizo en el norte de Mendoza. Obtiene un alejamiento en los máximos espaciales de Daño Total, respecto de la Cordillera, cuando la velocidad del viento en dicho nivel supera los 30 nudos. Nicolini y Norte (1980) realizan un análisis preliminar de la estructura del viento relacionada con la intensidad de las tormentas. Los resultados permiten avizorar que el viento, en la misma zona, presenta en ciertos casos cortantes verticales significativas en intensidad y dirección, en condiciones previas a la formación de tormentas granice-ras severas. Marwitz (1972 c) ha diferenciado aquellas celdas convectivas que, desarrollándose en presencia de una cortante extremadamente intensa en el entorno , presentan características singulares.

Chalon (1978) revisa los antecedentes bibliográficos anteriores a 1978, relativos a los procesos atribuibles a la influencia de la cortante del viento sobre la eventual intensificación de las celdas convectivas y el aumento de su período de vida. Resume conceptos tales como que la nube en su parte superior, se comporta como un obstáculo en el flujo de aire, los efectos hidrodinámicos que resultan, formación de nuevas zonas de ascenso inducidas por el campo de presiones, desviaciones de las celdas a izquierda y derecha del viento medio en la capa nubosa, creación del pseudo-frente frío en superficie asociado a la precipitación y disminución del rendimiento en precipitación en relación con la magnitud de la cortante.

En los últimos diez años, con el advenimiento del radar Doppler, se ha documentado la estructura tridimensional de algunas tormentas convectivas. En particular los análisis de observaciones de múltiples radares Doppler, están revelando la estructura del campo de movimiento en el interior de nubes precipitantes (Miller, 1975; Kropfli y Miller, 1976; Heymsfield, 1978; Lemon et al, 1978; Foote y Frank, 1983). Lemon y Doswell III (1979) utilizan información de radar Doppler complementándola con información desde aviones, con una red en superficie de mesoescala y con observaciones visuales para desarrollar una visión

tridimensional esquemática de la evolución de las corrientes verticales, del mesociclón asociado y del tornado que se forma en una tormenta del tipo supercelda.

Como ejemplo de una aplicación alentadora de modelos numéricos para clasificación de tormentas, cabe mencionar el trabajo de Weisman y Klemp (1982). Estos autores, a partir de un modelo tridimensional, investigan dos parámetros del entorno, particularmente importantes en la evolución y estructura de las tormentas: el empuje térmico obtenido utilizando el método de la parcela y la cortante vertical del viento en el entorno. Esta dependencia es generalizada en términos de un número de Richardson. Este número adimensional es aplicado a 19 casos documentados de tormentas que representan un amplio espectro de condiciones ambientales. Logran de esta manera discriminar rangos del número de Richardson asociados a los distintos tipos de la clasificación celular de tormentas (Chisholm y Renick, 1972) y a los distintos regímenes resultantes de sus experimentos numéricos.

Conjuntos de datos observacionales correspondientes a distintas situaciones convectivas en latitudes medias y tropicales, además de los casos citados anteriormente, han sido incluidos y puestos a disposición en un catálogo de datos. Se han utilizado para la verificación de distintos modelos numéricos de convección, así como para posibilitar la realización de pruebas de sensibilidad y la aplicación de los mismos para distintos fines (Silverman y Matthews, 1984). Estos casos inventariados ocurridos en la última década, corresponden en su mayor parte a programas internacionales (como el GATE) o regionales (SESAME, NHRE, HIPLEX, CCOPE\*) relacionados algunos de ellos con experiencias de siembra de nubes.

---

(\*) SESAME: Severe Environmental Storms and Mesoscale Experiment  
 NHRE : National Hail Research Experiment  
 HIPLEX: High Plains Experiment  
 CCOPE : Cooperative Convective Precipitation Experiment

Las características típicas de las nubes observadas e investigadas en estos programas, tales como propiedades microfísicas, dinámicas, dimensiones características, desarrollo de la precipitación, han sido ampliamente descritas (Heymsfield, 1984; Knight, 1984; Cooper, 1984; Marwitz, 1984; Le Mone y Zipser, 1980; Jurica et al, 1981).

#### 1.2.2 Antecedentes de modelos numéricos de simulación de convección profunda.

Las dificultades encontradas en la obtención de una cobertura observacional espacial adecuada a la escala de una nube, para resolver los campos de variables físicas tales como la perturbación de presión y temperatura, han impulsado el desarrollo de modelos de simulación de la convección. El modelado numérico ha complementado los estudios observacionales, permitiendo reconocer y explicar características de las tormentas en presencia de distintas cortantes del viento y de distintas estratificaciones de temperatura y humedad relativa en el entorno. En particular los modelos tridimensionales suponen un avance significativo en la comprensión de la dinámica de las nubes de convección profunda, posibilitando su aplicación a casos reales.

Los antecedentes relativos a modelos bidimensionales dependientes del tiempo que ponen mayor énfasis en la dinámica, incluyen los trabajos de Orville y Sloan (1970), Takeda (1971), Schlesinger (1973) y Hane (1973). Takeda (1971) centra la atención en las ubicaciones relativas de ascendentes y descendentes que resultan de la experimentación numérica, su inclinación y la altura crítica en la cual la cortante del viento debe invertirse para que se obtenga una nube persistente. En particular obtiene que, cuando la cortante inicial es constante e intensa, la nube se inclina cortante abajo y la convección es de corta duración. Schlesinger (1973) experimenta numéricamente con distintos valores de la cortante vertical y de la humedad relativa en capas bajas. Encuentra que al aumentar la provisión de humedad y reducir la cortante, se intensifica la convección en términos de la velocidad ascensional máxima y

de la intensidad de la precipitación. En condiciones de abundante humedad y cortante moderada a intensa, obtiene una ascendente de larga duración o cuasi-estacionaria al desarrollarse la precipitación y una descendente cortante arriba de la ascendente. Hane (1973) desarrolla un modelo bidimensional que simula las tormentas de línea de inestabilidad que ocurren en las Grandes Planicies de los Estados Unidos, encontrando que en los casos de cortante más intensa las circulaciones en la nube son de mayor duración y más extendidas. La evolución temporal de la convección está caracterizada por series aperiódicas de desarrollos y no obtiene, por lo tanto, un régimen cuasi-estacionario. Encara en forma original tanto el arrastre como los procesos turbulentos en dos dimensiones. Interesa su análisis de las limitaciones que impone la bidimensionalidad a la dinámica, lo cual se refleja claramente en los resultados. Esta restricción fuerza a Orville y Kopp (1977) a reducir la velocidad de los vientos ambientales (además de no incluir el giro direccional) en un 20% en su modelo bidimensional, a fin de ajustar los resultados de su simulación a las características y procesos de precipitación asociados a la tormenta supercelular de Fleming (Browning y Foote, 1976).

Entre los trabajos de simulación numérica de la convección profunda en tres dimensiones, desarrollados en la última década, interesa mencionar los de Miller y Pearce (1974), Pashtushkov (1975), Moncrieff y Miller (1976), Klemp y Wilhemson (1978 a, 1978 b), Miller (1978), Thorpe y Miller (1978), Yoshizaki (1978), Schlesinger (1978a; 1980), Wilhemson y Klemp (1978, 1981), Clark (1979), Weisman y Klemp (1982), Tripoli y Cotton (1980), Rotunno (1984), Lafore y Redelsperger (1985).

A continuación se resumen las características más significativas de la dinámica de nubes obtenidas por dichos autores al permitir una tercera dimensión en la dirección horizontal y su relación con la variación vertical del viento del entorno en velocidad y dirección.

- i) En ausencia de cortante de viento en el entorno, la tormenta evoluciona a través de un ciclo de crecimiento a partir de un impulso inicial seguido por su disipación. No se observan nuevos desarrollos debido a que el flujo saliente en superficie, frío, inducido

por la evaporación de la precipitación, se desparrama radialmente alejándose del eje de la ascendente, aislando a ésta del flujo entrante en capas bajas. La descendente principal se desarrolla directamente debajo de la ascendente.

- ii) En presencia de cortante del viento, también tiene lugar en una primera etapa el ciclo de crecimiento descrito, caracterizado en este caso por una ascendente inicial inclinada con la altura en la dirección de la cortante y su máxima intensidad se reduce al aumentar la magnitud de la cortante. La descendente principal se desarrolla cortante arriba de la ascendente. Sin embargo la declinación no es completa sino que se observan nuevos desarrollos que dependen de la intensidad de la cortante. La etapa madura es más vigorosa y más persistente que en el caso de cortante nula. Se obtiene un par de vórtices de eje vertical en el interior de la ascendente, que rotan ciclónica y anticiclónicamente, resultantes de la inclinación en la vertical de tubos de vórtices horizontales. El tipo de inicialización en los modelos mediante burbujas calientes o vórtices radialmente simétricos, es en parte responsable de la generación de esta componente vertical de la vorticidad (Clark, 1979). Los datos observacionales de Kropfli y Miller (1976), indican vorticidades positivas y negativas en el interior de ascendentes.

- iiia) Cuando la cortante es débil a moderada, predomina un desarrollo periódico a lo largo del límite del flujo frío saliente cercano a superficie (frente de ráfagas). Este mecanismo requiere condiciones ambientales tales que, el frente de ráfagas se propague cortante abajo relativamente a la tormenta, de tal manera de interrumpir periódicamente la alimentación de aire a la tormenta inicial, en capas bajas. Estas condiciones están dadas por una inestabilidad inicial considerable, tal que el flujo saliente sea intenso. A su vez la cortante débil, tiene como resultado un flujo entrante que también lo es. La formación de tormentas secundarias (tal como las llaman Weisman y Klemp, 1982), se fuerza a lo largo de este límite de flujos opuestos, donde la convergencia resulta máxima. Esta segunda etapa de la evolución es

sensible tanto a las características termodinámicas del aire entrante, como a la velocidad de propagación del frente de ráfagas, relativa a la nueva celda en desarrollo. Este modo de convección es cualitativamente similar, a la evolución que tiene lugar en la naturaleza para el caso de tormentas multicelulares.

- iib) En presencia de cortante intensa, el régimen que se obtiene es diferente al anterior y se caracteriza por una bifurcación de la ascendente inicial en dos celdas. Sus vorticidades verticales son de signos opuestos y se desplazan a izquierda una y a la derecha la otra, respecto del vector viento medio. Se ha explicado este proceso de distintas maneras. Existe un mayor consenso en atribuirlo a la presencia de dos centros de baja presión en niveles intermedios de la nube, en sus costados derecho e izquierdo, que inducen un gradiente horizontal de presión divergente en la zona de la ascendente. Posteriormente la carga de hidrometeoros y la precipitación en el interior de la ascendente en capas bajas, reducen su cantidad de movimiento horizontal, erosionándola y promoviendo máximos de velocidad a ambos lados de su desplazamiento. Clark argumenta en contra de esta explicación, basándose en la evidencia de que en ausencia de precipitación otros autores como Raymond (1976) también han obtenido esta bifurcación de la ascendente. Justifica el mecanismo de separación, por el arrastre de aire del entorno en la ascendente, debido a la circulación resultante del par de vórtices de eje vertical presente en la misma.

Este arrastre resulta en una columna profunda de empuje negativo, que se ubica entre los vórtices que integran el par. El efecto resultante sería la bifurcación y las causas primeras, la condición inicial utilizada en los modelos y la presencia de la cortante vertical del viento. La separación en dos ascendentes de la celda original, puede posteriormente ser completada por la carga de hidrometeoros o por enfriamiento debido a evaporación. Para que este régimen tenga lugar,

se requiere entonces un balance entre el flujo entrante (intenso porque la cortante lo es) y el flujo saliente (que dependerá de las condiciones ambientales iniciales). Este balance permite que el frente de ráfagas sea cuasi-estacionario, relativamente a la tormenta. Parecen influir dos efectos competitivos: por un lado, la cortante favorece la organización de la ascendente con características rotacionales y por otro lado, la humedad relativa del entorno, que en caso de ser reducida incrementa el arrastre y por ende estimula la bifurcación de la ascendente.

En este régimen, el desarrollo de vorticidad ciclónica en superficie (mesociclón), llega a ser significativo. Este fenómeno está asociado a la ascendente que se desvía a la derecha de la inicial (Hemisferio Norte). Sin embargo la dinámica del par de celdas, así como su movimiento relativo, difieren en las simulaciones de Klemp y Wilhemson (1978b) respecto de las de Thorpe y Miller (1978). El mecanismo de bifurcación obtenido en estos dos últimos modelos, difiere del explicado por Fujita y Grandoso (1968).

- iic) El giro direccional del viento, particularmente en capas bajas, produce además de bifurcación de la ascendente inicial, el desarrollo preferencial de una u otra celda resultante, de acuerdo al sentido de giro. Si la hodógrafa de viento gira con la altura, en el sentido de las agujas del reloj (Hemisferio Norte), se favorece el desarrollo de la tormenta que evoluciona a la derecha de la inicial. Esta celda se propaga en forma continua y tiene un tiempo de vida prolongado. Si el sentido de giro del viento es levógiro, se beneficia la que se desvía a la izquierda. Este comportamiento es similar al de las tormentas supercelulares que preferentemente tienen lugar, en condiciones de cortante intensa y giro del viento en capas bajas y medias.
- iii) Existe una tendencia por parte de la ascendente, en presencia de cortante a comportarse como un obstáculo en el flujo de aire, mostrando su eje casi vertical por encima de la capa de flujo entrante a la ascendente. El flujo relativo es desviado alrededor del

núcleo de la nube en estos niveles, en forma similar al flujo potencial alrededor de un obstáculo cilíndrico no rotante.

- iv) La fuerza debida al gradiente vertical de la perturbación de la presión, se opone al empuje térmico a través del núcleo de la tormenta (en gran parte de su extensión vertical), resultando por lo tanto desfavorable a la propagación de la misma por regeneración continua. Este último mecanismo ha sido propuesto por Newton y Newton (1959).
- v) Con cortante la precipitación en superficie es menos intensa y extendida que en ausencia de cortante. Sin embargo el contenido de agua líquida máximo en altura, es mayor y decrece más lentamente con el tiempo en el primer caso.
- vi) Algunos modelos (Lafore y Redelsperger, 1985), son eficientes en simular la convección profunda no aislada tal como se observa en los trópicos, desarrollada en líneas con los yunques inclinados hacia atrás, respecto de la dirección de desplazamiento. Este modo se contrapone al de convección en líneas que se observa en latitudes medias. En los trópicos son propagantes respecto de los vientos en los cuales los Cb están embebidos, y conforman un tipo de convección de amplitud finita y tridimensional. Las teorías de amplitud infinitesimal, no encuentran perturbaciones inestables que se propaguen respecto del viento en todos los niveles. Los modelos logran simular características similares a las descritas por Le Mone (1984) y Zipser (1984) para líneas transversales de inestabilidad. En particular reproducen la corriente de densidad, debida a la descendente divergente en superficie que se propaga a la misma velocidad que la nube, generando una zona convergente debajo de la ascendente y precipitación corriente abajo.
- vii) En relación con las características rotacionales y la génesis de tornados en algunas superceldas, los modelos encuentran dos máximos de vorticidad. Uno de ellos en capas medias, asociado a la inclinación en la vertical de los tubos de vórtices horizontales, debido a la cortante del viento. El otro en capas bajas, es generado por la misma tormenta debido a baroclinicidad en las mismas capas. Este último máximo de vorticidad, es el que se asocia con la formación de tornados.



viii) Se ha investigado la evolución de la convección aislada, considerando el efecto conjunto de la cortante y de la energía (por la inestabilidad térmica). Para valores relativamente altos de la energía potencial disponible los modelos encuentran una magnitud "resonante" de la cortante vertical del viento en velocidad. Cuando esto sucede el grado de intensificación de la convección es máxima (30 a 40%) y dicha magnitud depende directamente de la energía potencial disponible. Si en cambio la fuente de inestabilidad inicial es débil, existe una cortante vertical crítica tal que valores mayores inhiben o podrían llegar a suprimir el desarrollo convectivo.

### 1.3 ANTECEDENTES EN DINAMICA DE CONVECCION NO PROFUNDA

#### 1.3.1 Antecedentes observacionales

Entre los trabajos pioneros referidos a investigaciones observacionales que se encuentran en la literatura, se incluyen los de Malkus (1952a, 1952b, 1954, 1958) y Malkus y Riehl (1964). En ellos se aplican teorías de mezcla lateral, existentes hasta ese momento, a mediciones realizadas desde avión y fotografías de Cu de los alisios sobre el Mar Caribe. Se estudia la estructura de la capa húmeda, las pendientes de nubes con distintas cortantes del viento en el entorno, etc. ...La estructura de las nubes sobre el Océano Pacífico Tropical, permite encontrar organización en distintas escalas, en particular rollos paralelos y transversales al flujo en capas bajas. Lipps (1977) utiliza parte de esta información (Malkus, 1954), para inicializar modelos de simulación numérica y estudiar este tipo de convección.

Kuettner (1959, 1966, 1967, 1971) aporta material fotográfico obtenido de distintas fuentes, complementándolo con perfiles verticales del viento en la capa límite planetaria, correspondientes a condiciones de desarrollo de calles de nubes en distintas latitudes. Estas calles de nubes se caracterizan por un espesor de la capa nubosa de 0.8 a 2 Km, un espaciamiento de 2 a 8 Km, una relación ancho-altura entre 2 y 4 y una longitud de 20 a 500 Km. Algunos de sus ejemplos

muestran cortantes intensas cerca de superficie, adjudicando la mayoría de las calles extratropicales a situaciones sinópticas correspondientes a irrupciones vigorosas de aire polar, que se calienta desde abajo en su desplazamiento hacia regiones más cálidas. Esta organización de la convección en calles limitadas en la vertical por una capa estable, se encuentra también sobre los océanos tropicales, donde los perfiles medios del viento en los primeros 2 Km (Riehl y Malkus, 1957; Palmen, 1955), indican características similares a las asociadas a calles extratropicales.

Esta información es utilizada en el vuelo a vela puesto que, en estas condiciones meteorológicas es posible mantener un vuelo continuo, dado que las trayectorias en las calles se aproximan a movimientos helicoidales. Estos movimientos muestran una componente vertical y un avance en la dirección del viento cuando el rollo es longitudinal, en lugar de corrientes aisladas (Nota Técnica N° 158. OMM).

Kuettner (1971) expone una teoría lineal de inestabilidad de modos longitudinales y transversales, en presencia de un perfil del viento unidireccional con curvaturas del orden de  $10^{-5}$  a  $10^{-4} \text{ m}^{-1} \text{ seg}^{-1}$ , eliminando los efectos de la cortante. Demuestra con esta limitación, que la curvatura (expresada en la teoría como un valor medio de  $\partial^2 u / \partial z^2$  en la capa convectiva) es un factor que por si mismo, explica el alineamiento de las celdas convectivas con la dirección del flujo medio.

Posteriormente Warner J. publica una serie de trabajos (1955, 1969, 1970a, 1970b, 1973, 1977) sobre Cu de extensión vertical reducida a moderada en su etapa activa de crecimiento (predominando nubes con la temperatura del tope superior a  $0^\circ\text{C}$ ). En estos trabajos el mencionado autor utiliza datos obtenidos de mediciones cercanas a la costa Este de Australia.

Sus mediciones de contenido de agua líquida no encuentran un núcleo adiabático saturado, sino más bien, perfiles horizontales (tipo top-hat) con valores tan elevados cerca del límite de la nube como en el centro, pero inferiores a los adiabáticos. El cociente de relaciones de mezcla del agua líquida (promediado sobre un gran número de nubes)  $q_c$  medido/ $q_c$  adiabático, relacionado con el concepto de arrastre, disminuye

aproximadamente desde 0,5 a 300 m sobre la base de la nube hasta un valor de 0,2 unos 1700 m más arriba (cerca del tope). Utiliza sus mediciones y las de tope de nube, para compararlas con los valores calculados, en base a modelos unidimensionales que postulan arrastre lateral. Concluye (Warner, 1970a) que estos modelos no son fieles a la realidad. Esta conclusión retomada y ampliada más adelante por Cotton y Tripoli (1978) ha sido una de las causas que impulsó el desarrollo de modelos en dos y tres dimensiones, con tratamientos más reales de la mezcla turbulenta con el entorno. Autores tales como Steiner (1973) y Cotton y Trípoli (1978) han utilizado estas mediciones para verificar sus modelos.

Warner C. juntamente con otros investigadores, obtuvieron información detallada de convección no profunda en Cu en áreas oceánicas tropicales, durante los experimentos GATE y MONEX (Monsoon Experiment). Dicha información se refiere a propiedades de los Cu en forma individual y colectiva. Se encuentra como valores medios característicos de núcleos de corrientes verticales\*, 1 Km para el ancho,  $3,6 \text{ m seg}^{-1}$  para la velocidad máxima en núcleos de ascendentes y 1 Km para el ancho,  $2,5 \text{ m seg}^{-1}$  para la velocidad máxima en núcleos de descendentes. En cuanto a valores extremos, 15,7 Km para el ancho,  $17,4 \text{ m seg}^{-1}$  para la velocidad ascensional y 5,9 Km para el ancho y  $7 \text{ m seg}^{-1}$  en la velocidad de la descendente (Warner, 1980; Warner, 1981; Warner y Mc Namara, 1984; Warner y Grumm, 1984). Se encuentra también tanto en el Atlántico Tropical (Experimento GATE, Warner y otros, 1979), como en el Mar de China Meridional (Warner, 1982) organización en calles de nubes longitudinales (preferentemente Cu fractus y humilis) orientadas con el viento cercano a superficie (650 m de altura). Este régimen predomina cuando el viento excede los  $13 \text{ m seg}^{-1}$ , presenta un giro con la altura y cuando la componente del viento normal al eje de las calles no presenta una cortante fuerte en los niveles cercanos al tope de las nubes.

---

\* Warner y Mc Namara (1984) definen un núcleo (convective draft core) como una zona en la que se exceden los  $2 \text{ m seg}^{-1}$  durante más de 1 seg y los límites están definidos por un umbral de  $1 \text{ m seg}^{-1}$ .

Ocasionalmente las nubes Cu muestran una organización normal al viento en capas bajas y formando un ángulo con la dirección del vector corriente en la capa nubosa. Esta disposición de las nubes presenta forma de arcos o líneas integradas por Cu que tienen una escala vertical que va desde los Cu humilis a Cb y se observa más frecuentemente en condiciones de convergencia y gran inestabilidad en capas bajas. Se infiere de los trabajos de Warner y otros, que las poblaciones de nubes cumuliformes parecen ser similares de un océano tropical a otro, en circunstancias similares en la mesoescala. La información elaborada en los trabajos anteriores ha sido utilizada en modelos de convección no profunda tales como los de Turpeinen y Yau (1981), Lipps (1985) y ha sido utilizada para verificar el modelo que se desarrolla en el presente trabajo.

### 1.3.2 Antecedentes teóricos y de simulación numérica.

A partir del análisis de escala que realizaron Ogura y Phillips (1962) que permitió arribar a dos sistemas aproximados de ecuaciones para convección\* seca y su extensión a convección húmeda, diversos autores elaboraron una cantidad significativa de trabajos en convección no profunda. Limitando el interés a aquellos relacionados con la interacción de la dinámica de la nube con el flujo de aire en mayor escala, algunos investigadores estudian las propiedades de estabilidad lineal de flujos con cortante vertical en una atmósfera estratificada en forma inestable, para perturbaciones infinitesimales en dos o tres dimensiones. En este aspecto y entre los trabajos teóricos que mayor referencia hacen a la convección en el caso particular de fluido que es la atmósfera se pueden citar Kuo (1963), Asai (1970a, 1970b, 1971, 1972), Lipps (1971) que analizan perturbaciones superpuestas a flujos unidireccionales de Couette, o con distintos perfiles verticales incluyendo o no un giro direccional. Se analizan a continuación algunos resultados en relación con las evidencias observacionales citadas en el párrafo anterior.

---

\* Uno para convección profunda llamado inelástico y otro para convección no profunda conocido como inelástico Boussinesq.

Kuo (1963) desarrolla una teoría lineal analítica no viscosa para convección seca. Define un número de Richardson modificado  $\bar{J} = g S_z u_z^{-2} (1 + k_x^{-2} k_y^2)$  donde  $g S_z$  es la estabilidad estática definida como  $(g/\theta_0) \partial \theta_0 / \partial z$ ,  $u_z$  la cortante vertical del flujo básico  $u_0(z)$  (se hace coincidir la coordenada  $x$  con su dirección),  $k_x$  y  $k_y$  son los números de onda de las perturbaciones infinitesimales superpuestas al flujo básico\*. Kuo demuestra que la velocidad de amplificación  $\sigma_r$  de las perturbaciones en un flujo con cortante vertical constante, cuando el fluido presenta una estratificación térmica inestable, depende directamente de  $-\bar{J}$  para  $\bar{J} \leq -0,75$ . Resulta por un lado un efecto estabilizante de la cortante respecto del caso de cortante nula y por otro un crecimiento más rápido de las perturbaciones para los modos longitudinales ( $k_x = 0$ ) que para los transversales ( $k_y = 0$ ).

Asai (1970a) retoma el problema anterior, resuelve numéricamente el sistema de ecuaciones linealizado Boussinesq, en tres dimensiones, para convección no profunda, en presencia de una cortante vertical constante, incluyendo los términos viscosos. Examina en detalle la estructura de la perturbación tridimensional inestable, como función del número adimensional de Richardson  $R_1$  y del número de onda adimensional  $k^*$ , donde  $R_1 = (g \alpha \Delta \theta / d) / (\Delta u/d)^2$ ,  $k^* = k/d = (k_x^{*2} + k_y^{*2})^{1/2}$ ,  $\alpha$  es el coeficiente de expansión térmica,  $\Delta \theta = \theta(z=d) - \theta(z=0)$ ,

$u = u(z=d) - u(z=0)$  y  $d$  es la altura de la capa en la cual está confinado el fluido. Su análisis es estrictamente válido para el agua dado

---

\* En lo que sigue se suponen perturbaciones de la forma armónica

$$\begin{pmatrix} u' \\ v' \\ w' \\ T' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U \\ V \\ W \\ \Theta \end{pmatrix} \exp \left\{ i(k_x x + k_y y) + \sigma t \right\} \quad \text{donde } U, V, W, \Theta \quad \text{son las amplitudes complejas. } \sigma \text{ es la frecuencia y es generalmente considerada compleja. Se la expresa como } \sigma = \sigma_r + i\sigma_i, \text{ en la cual la componente } \sigma_r \text{ está ligada a la estabilidad de la onda armónica, y } \sigma_i \text{ se relaciona con la velocidad de fase } c, \text{ a través de } c = -\sigma_i/k_x. \text{ Si } \sigma_r \text{ es positiva, la amplitud crecerá exponencialmente con el tiempo, resultando inestable.}$$

que utiliza un número de Prandtl\*  $P_r = 7$  ( $P_r$  para el aire  $\approx 0,7$ ). Sin embargo Lipps (1971) confirma cualitativamente sus resultados para  $P_r = 0,7$ . Asai obtiene, para un valor de Raleigh  $Ra^*$  igual a  $-10^5$  y  $k_x^* = k_y^*$ , modos transientes respecto a la velocidad media del flujo básico, para ondas cortas y modos estacionarios para las más largas. Para estos últimos modos existe un número  $k^*$  preferido (máxima amplificación), para cada valor de  $R_i$ , desplazándose este máximo hacia valores mayores de  $k^*$ , a medida que disminuye  $R_i$  (debido a que disminuye la magnitud de la cortante al ser  $R_a$  constante).

La velocidad de la amplificación  $\sigma_r$  aumenta al disminuir  $R_i$ , tendiendo a alcanzar su valor correspondiente en ausencia de cortante cuando  $R_i \approx -10^5$ . Es posible encontrar un  $R_i$  crítico correspondiente a estabilidad marginal ( $\sigma_r = 0$ ) tal que, para valores mayores de  $R_i$ , la perturbación resulta estable. Asai es el primero en analizar las conversiones de energía para los modos estacionarios, variando  $R_i$  y la relación  $k_y/k_x$ . Este autor concluye que un flujo con cortante constante estabiliza las perturbaciones transversales, a través de la conversión de energía cinética del flujo básico (transporte vertical contragradiente de la cantidad de movimiento horizontal). El proceso inverso se verifica cuando las perturbaciones son longitudinales.

Asai (1970 b) investiga el efecto de la presencia de una cortante vertical variable con la altura en el flujo básico, en la convección no profunda seca, mediante una teoría lineal con un valor de  $P_r = 1$ . Sus resultados son por lo tanto más representativos de la realidad. Encuentra que la inestabilidad de las perturbaciones infinitesimales puede deberse a dos mecanismos diferentes que actúan en rangos distintos del  $R_i$ , con un valor crítico  $R_{ic}$  alrededor de  $-10^{-1}$  a  $-10^{-2}$ . La inestabilidad que él llama "inercial o de punto de inflexión", se presenta para  $R_i > R_{ic}$  y está relacionada con la presencia de puntos de inflexión en el perfil de velocidad (no aparece en los otros casos de perfiles analiza-

---


$$* R_a = \frac{(g \alpha \Delta \theta / d) d^4}{\nu K} \quad \text{donde } \nu \text{ es la viscosidad cinemática y } K \text{ es la conductividad térmica.}$$

$$P_r = \nu / K$$

dos). Es más eficiente en cuanto a los valores de  $\sigma_r$  para perturbaciones transversales bidimensionales en el plano paralelo al flujo básico. El otro tipo de inestabilidad asociada a condiciones de mayor inestabilidad estática o a menores cortantes del viento, recibe la denominación de inestabilidad de tipo térmico. Las perturbaciones que presentan mayor amplificación en este último régimen, son las tridimensionales, en las que  $k_y/k_x \gg 1$  (modos longitudinales). La diferencia en cuanto a conversiones de energía asociadas a los dos tipos de inestabilidad, indican conversión restringida de energía potencial en cinética perturbada, respecto de la magnitud de la conversión de energía cinética media en perturbada para la inestabilidad "de puntos de inflexión". Asai cuantifica este resultado calculando el cociente  $A = \langle \bar{K}, K' \rangle / \langle P, K' \rangle$ , donde  $\bar{K}$  es la energía cinética media,  $K'$  la energía cinética perturbada y  $P$  es la energía potencial, para los dos tipos de inestabilidad\*. Los valores obtenidos son positivos en ambos casos e iguales a  $0,48$  y  $0,12 \times 10^5$  para la inestabilidad de tipo "térmico" y "de punto de inflexión", respectivamente. Sin embargo, la inestabilidad de tipo "térmico" es la que interesa analizar para el caso particular del fluido atmosférico, dado que los rangos observados de estratificaciones inestables térmicas y de cortantes verticales del viento (en la mayoría de las condiciones favorables a la convección no profunda, cuando el viento del entorno presenta un perfil tipo corriente en chorro) conducen a  $R_i < -10^{-1}$ .

Asai (1970b) encuentra para el rango de valores de  $R_i$  más reales en la atmósfera, que el efecto inhibitorio de la cortante en la convección de tipo "térmico" para perturbaciones transversales, es más débil cuando la cortante varía con la altura. Otro resultado importante es que la conversión  $\langle \bar{K}, K' \rangle$  resulta positiva (transporte vertical de movimiento horizontal a favor del gradiente), para todos los valores de  $k_y/k_x$ , incluyendo los modos transversales, cuando el perfil del flujo bá

---

\*  $\langle \quad \rangle$  indica valor medio sobre una longitud de onda en las direcciones  $x$  e  $y$  respectivamente y en el espesor de la capa en la cual está confinado el fluido.

sico presenta puntos de inflexión.

Asai (1972 ) investiga la inestabilidad en el caso en que el flujo básico varía con la altura tanto en velocidad como dirección. Cuando la cortante del viento no cambia su dirección con la altura, los resultados indican que los modos se orientan en la dirección de la cortante, mientras que si la cortante gira con la altura se obtienen distintas orientaciones preferidas. Estas direcciones son paralelas a la dirección del vector cortante, en el flujo de la capa superior e inferior respectivamente, en forma similar a las bandas nubosas de convección no profunda encontradas por Malkus y Riehl (1964), cuando el vector viento cambia su dirección con la altura. Asai concluye que el modo preferido para las perturbaciones inestables, es el rollo que orienta su eje tal que, el valor de la cortante vertical de la componente del flujo básico en el plano normal al eje del rollo, es mínimo.

Lipps (1971) realiza un análisis de la energética de la convección seca para rollos transversales y longitudinales respectivamente, en un flujo con cortante vertical constante con la altura. Compara sus resultados con los de estudios anteriores para amplitudes de las perturbaciones tanto infinitesimales como finitas. Sus resultados son aplicables a distintos fluídos y en particular a la atmósfera seca.

La primera simulación numérica del problema corresponde a Asai (1964), quien desarrollando un modelo bidimensional Boussinesq de convección no profunda, recurre a la dinámica de amplitud finita. Experimenta numéricamente con una atmósfera inicialmente saturada, con un perfil lineal del viento unidireccional en el plano vertical de movimiento (rollos transversales). Analiza la evolución de las variables dinámicas y termodinámicas, de las energías potencial y cinética media y perturbada y de las conversiones de energía asociadas. Interesa detenerse en dos de los efectos debidos a la presencia de una cortante constante, que surgen de sus resultados. El primero indica un debilitamiento de la conversión de energía potencial en cinética perturbada en presencia de cortante. El segundo confirma resultados anteriores, respecto a encontrar un transporte vertical contragradiante del momento



horizontal. Este transporte aumenta la energía cinética del viento de mayor escala a la escala convectiva que analiza en su modelo (10 Km).

Orville (1968) investiga los efectos de una cortante vertical del viento, en la iniciación y desarrollo de nubes Cu sobre montañas. Encuentra que una cortante constante con la altura, estimula la iniciación de la nube pero amortigua el desarrollo posterior. Cuando impone como condición inicial una onda de montaña superpuesta al perfil lineal del viento, encuentra un método de generación de calles de nubes, o bien de crear pulsaciones en nubes estacionarias formadas a sotavento de la montaña.

Steiner (1973) desarrolla un modelo tridimensional de convección no profunda, utilizando como condiciones iniciales sondeos típicos en días con Cu no profundos y no precipitantes (suponiendo perfil lineal del viento), observados por Warner J. (1970a). Un aporte novedoso, respecto a modelos anteriores, consiste en utilizar una clausura de primer orden en los términos turbulentos incluidos en el sistema inelástico Boussinesq, propuesta por Deardorff (1972), en lugar de utilizar un coeficiente de intercambio turbulento  $K_M$  constante. Verifica este tratamiento en condiciones de convección seca, comparando sus resultados con los de distintos experimentos de laboratorio, ajustando el valor de las constantes de parametrización turbulenta. En condiciones de convección húmeda, ajusta la forma e intensidad de la perturbación inicial de humedad relativa, que le permita simular con fidelidad algunas características de las nubes reales. Confirma el efecto inhibitorio de la cortante constante en el desarrollo de la nube, a través de un debilitamiento de la conversión  $\langle P, K' \rangle$  encontrado por Asai. Un resultado importante es el signo de la conversión  $\langle \bar{K}, K \rangle$  que resulta positiva en tres dimensiones durante todo el tiempo de evolución de la nube. Esta transferencia adicional de energía, compensa en gran parte la menor conversión a partir de la energía potencial, resultando valores de la energía cinética perturbada similares a los obtenidos en un caso sin cortante. La convección no muestra una tendencia definida a organizarse en rollos longitudinales ni transversales, dado que no presenta una dimensión preponderante en la horizontal, si bien la nube se inclina cortante abajo.

Lebedev (1976) utilizando un modelo de convección más profunda que la simulada por Steiner e incluyendo precipitación, encuentra que, en los últimos estadios la convección adquiere una configuración similar a la de los rollos longitudinales, si se permite un tiempo bastante más prolongado de evolución. Steiner (1973) asimismo discute (calcula y analiza) el signo de  $\langle \bar{K}, K \rangle$  para un experimento bidimensional en el plano del viento. Predomina una transferencia  $\langle \bar{K}, K \rangle^*$  positiva, si bien en algunos intervalos de tiempo resulta negativa. Este resultado no coincide con el de Asai (1964). Steiner atribuye la diferencia a las distintas condiciones iniciales de humedad en el entorno en ambos modelos. Las condiciones utilizadas por Steiner, corresponden a aire más seco que favorece enfriamientos por mezcla en los límites de la nube. Este efecto termodinámico modificaría a su vez la dinámica y la conversión  $\langle \bar{K}, K' \rangle$ .

Yau (1980) y Turpeinen y Yau (1981) modifican el modelo de Steiner (1973), extendiendo la convección a profunda e incluyen la parametrización de los procesos de lluvia caliente, de acuerdo al esquema propuesto por Kessler (1969). Utilizan este modelo para simular la convección no profunda en regiones tropicales, centrando la atención tanto en nubes aisladas como en la interacción de dos nubes cercanas. Como datos de entrada al modelo inelástico se utilizan las condiciones ambientales del día 261 del experimento GATE, previas al desarrollo de nubes Cu pequeños (Warner C., 1979). Turpeinen y Yau (1981) comparan sus estadísticas de distintos parámetros de 40 ecos que predominaron en la escala D del GATE ( $1 \text{ a } 10^2 \text{ Km}^2$ ), observados durante todo su tiempo de vida, en un perío-

---

\* Para una variable cualquiera  $\xi$

$$\langle \xi \rangle = \frac{1}{L_x L_y d} \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} \int_0^d \xi \, dx \, dy \, dz$$

$$\bar{\xi} = \frac{1}{L_x L_y} \int_0^{L_y} \int_0^{L_x} \xi \, dx \, dy$$

$$\xi' = \xi - \bar{\xi}$$

do de 5 horas, con los resultados de su modelo. Encuentran un alto grado de realismo en las simulaciones, con excepción de los valores máximos del factor de reflectividad y de la intensidad de la precipitación en superficie. Estos resultados se analizarán con más profundidad al presentar en el Capítulo III la verificación del modelo desarrollado en el presente trabajo que utiliza el mismo conjunto de datos que emplearon Turpeinen y Yau (1981). Estos autores al estudiar la interacción entre dos nubes, argumentan que la ausencia de convergencia en capas bajas, explica el efecto supresor de la proximidad de las celdas en el caso en que éstas estén orientadas perpendiculares al vector cortante y de la celda cortante abajo en el caso de celdas orientadas paralelas al mismo.

Lipps (1977) investiga la inclusión de una clausura de segundo orden para los términos turbulentos en el sistema inelástico-Boussinesq en tres dimensiones, sin tener en cuenta la precipitación. En este trabajo Lipps extrapola un perfil de viento tipo chorro observado por Malkus (1954) en Cu de los alisios. El modelo desarrollado por el mencionado autor parametriza asimismo los efectos de empuje, condensación y carga de agua líquida en los movimientos en escalas menores a la de la longitud del retículo utilizado en su modelo. La nube simulada logra reproducir las características más salientes de una de las térmicas que integran una nube observada y analizada por Malkus en los alisios. El objetivo de su trabajo está centrado en comparar los resultados que se obtienen con una clausura de segundo orden, respecto de los correspondientes a una clausura de primer orden como la utilizada por Steiner (1973). Cuantifica, además, la cantidad de energía cinética que se encuentra en escalas menores al retículo comparándola con la energía cinética en escalas mayores dentro de la escala convectiva. Confirma los resultados de Steiner en cuanto al signo de la conversión de energía cinética media a perturbada.

En un trabajo más reciente Lipps (1985), incluye convergencia en capas bajas y logra reproducir con un modelo de convección profunda con condiciones de frontera más elaboradas, la formación de celdas sucesivas en la parte delantera de una línea de Cu con topes próximos a 3 Km en uno de los días de observación del experimento GATE.

Cotton y Trípoli (1978) estudian la convección no profunda y no precipitante en presencia de viento girando con la altura, usando un modelo tridimensional compresible que retiene las ondas acústicas. El modelo emplea dos pasos de tiempo diferentes en la integración numérica. Analizan los valores obtenidos de la relación  $\bar{q}_c/q_{ca}$  donde  $\bar{q}_c$  es el valor medio del contenido de agua líquida en cada plano horizontal definido sobre el diámetro más importante de la nube ( $\cong 500$  m) y  $q_{ca}$  se obtiene suponiendo ascenso adiabático saturado desde la base de la nube. Sus resultados se los compara con los valores reales obtenidos por Warner (1970a) y con los encontrados por los mismos autores en modelos anteriores más simples. Encuentran mediante la realización de experimentos en dos o tres dimensiones, con y sin viento, que sólo con la inclusión de la tercera dimensión y la cortante del viento en la simulación numérica, resulta posible reproducir las magnitudes de  $\bar{q}_c/q_{ca}$  encontradas cerca del tope de las nubes observadas por Warner. Concluyen que, al ser un proceso no lineal la interacción de la nube con un flujo con cortante, tanto en velocidad como dirección, sólo puede ser simulado correctamente en tres dimensiones.

Sommeria y Le Mone (1978), utilizan un modelo tridimensional de convección profunda para simular los Cu de los alisios no precipitantes, observados durante el experimento NCAR Puerto Rico 1972.

Kon (1980) simula el ciclo de vida de distintos casos de Cu humilis fotografiados, reproduciendo con fidelidad los tiempos de vida y la evolución de las dimensiones de las nubes en condiciones de vientos y cortantes débiles en el entorno. Encuentra, como era de esperar con un modelo bidimensional con simetría axial, que los resultados se alejan más de la realidad cuando la convección real se desarrolla en presencia de cortantes de viento moderadas a intensas, factor que no puede ser incluido en el modelo debido a la geometría del mismo.

#### 1.4 PLANTEAMIENTO DEL PROBLEMA.

Una revisión de los antecedentes sobre el tema parece indicar que

la respuesta dinámica de la convección de origen térmico, a un flujo preponderante horizontal con cortante vertical resulta diferente de acuerdo a la escala de la convección, la magnitud de la energía potencial disponible, la presencia o no de precipitación y las características en la vertical de dicho flujo horizontal. Así, en un pequeño Cu de convección no profunda, el efecto de la cortante parece ser estabilizante, tal como señalan Byers y Braham (1949) en el informe del Thunderstorm Project.

Por otro lado, los últimos resultados de la investigación que han sido sintetizados en párrafos anteriores, indican que en convección profunda precipitante la cortante, excepto para valores extremadamente grandes, tiene un rol organizador. Este último tipo de convección se intensifica y se propaga, respecto al viento medio en la capa nubosa, a través de una interacción de los procesos dinámicos y termodinámicos. Sin embargo, para escalas intermedias entre estos dos casos extremos, dado el gran número de variables en juego, se hace necesario continuar la investigación en el campo del modelado numérico, aún reconociendo las limitaciones que presenta esta aproximación.

Se explicita en lo que sigue, en su forma más sencilla, el problema que conduce a plantear el objetivo de la presente Tesis.

El punto de partida es el análisis de estabilidad de ondas de gravedad en un fluido, referido a un sistema de coordenadas no rotante, estratificado en forma inestable, en ausencia de vapor de agua, con un flujo horizontal con cortante vertical constante, utilizando como sistema de ecuaciones al conocido como inelástico-Boussinesq.

Se sintetiza a continuación el tratamiento y los resultados de los trabajos de Asai (1970a, 1970 b) y de Lipps (1971) poniendo mayor énfasis en la convección en rollos longitudinales y transversales respectivamente.

El sistema Boussinesq de ecuaciones expresado en las tres componentes de la ecuación de cantidad de movimiento, la ecuación de energía termodinámica y la ecuación de continuidad de masa, para el caso especial de convección seca organizada en rollos longitudinales (con su eje y en la dirección del flujo básico), se escribe a continuación:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -u \frac{\partial u}{\partial x} - w \frac{\partial u}{\partial z} - C_{pd} \Theta \frac{\partial \pi^*}{\partial x} + \nu \nabla^2 u \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -u \frac{\partial v}{\partial x} - w \frac{\partial v}{\partial z} - w \frac{\partial v_0}{\partial z} + \nu \nabla^2 v \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -u \frac{\partial w}{\partial x} - w \frac{\partial w}{\partial z} + g \frac{\Theta^*}{\Theta} - C_{pd} \Theta \frac{\partial \pi^*}{\partial z} + \nu \nabla^2 w \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = -u \frac{\partial \Theta}{\partial x} - w \frac{\partial \Theta}{\partial z} + K \nabla^2 \Theta \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1.5)$$

donde

$$\pi = T/\Theta = (p/P)^{R/C_{pd}}$$

$$\nabla^2 = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial z^2$$

Los perfiles de  $\Theta_0(z)$  y  $v_0(z)$  así como las condiciones de contorno se muestran en la Fig. 1.

$\Theta$  es la temperatura potencial ;  $u, v, w$  las componentes de la velocidad en las direcciones  $x, y, z$ ;  $\Theta$  es la temperatura potencial de una atmósfera adiabática de referencia,  $R_d$  es la constante de los gases para el aire seco y  $C_{pd}$  el calor específico del aire seco a presión constante.

En la dirección del eje del rollo  $y$ , se cumple  $\partial/\partial y = 0$  para todas las variables.  $\vec{V}_0 = v_0 \vec{j}$ ,  $\Theta_0 = \Theta + \frac{\Delta \Theta}{2} - \frac{\Delta \Theta}{d} z$ ,  $\vec{V}(x, z, t) = u \vec{i} + v \vec{j} + w \vec{k}$  y los asteriscos indican las desviaciones respecto de los correspondientes valores en el estado básico.

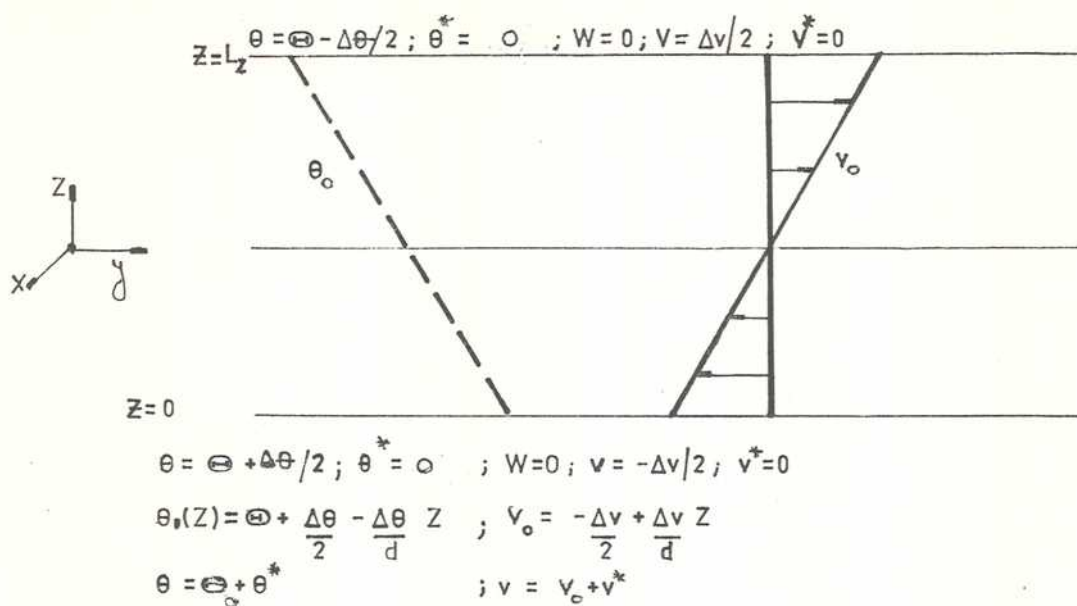


Fig. 1: Perfiles verticales de  $\theta_0$  y de  $V_0$  y condiciones de contorno en los bordes horizontales, según Lipps (1971).

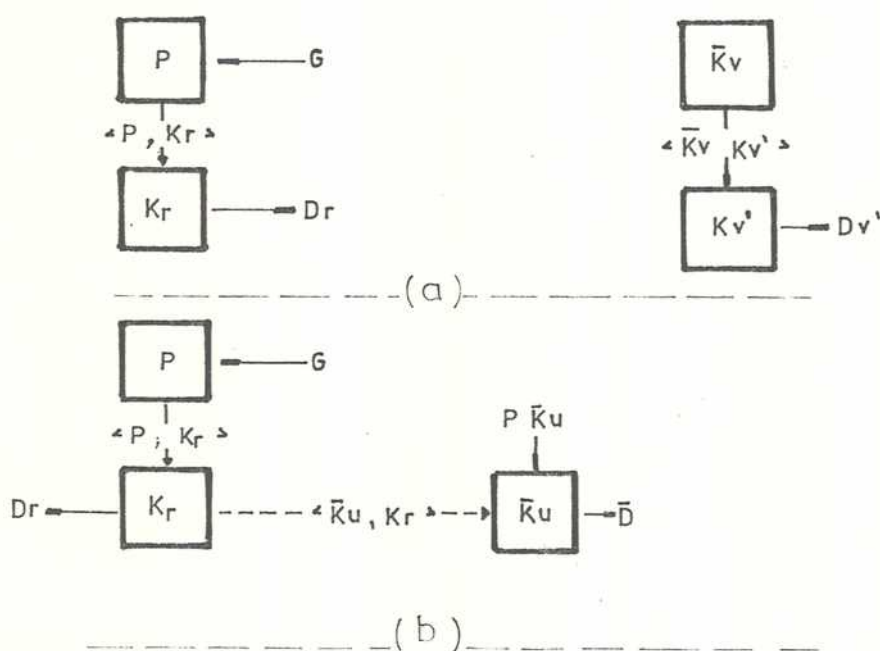


Fig. 2: Esquema en diagrama de bloques de las conversiones de energía (las flechas indican el flujo de energía) en:  
 a) rollos longitudinales; b) rollos transversales.



Resulta un movimiento tridimensional. Se deriva la energética del sistema de ecuaciones (1.1) a (1.5) con las condiciones de contorno que da Lipps (1971) de no deslizamiento, conductoras y bordes rígidos para la base y el tope del recinto y periódicas en  $x$  (extensión infinita en la dirección  $y$ ), es decir:

$$\left. \begin{array}{ll} E_n & z = 0 \\ & w = 0 ; \quad v = -\frac{\Delta v}{2} ; \quad \theta = \Theta + \frac{\Delta \theta}{2} \\ & u = 0 ; \quad v^* = 0 ; \quad \theta^* = 0 \\ \\ E_n & z = d \\ & w = 0 ; \quad v = \frac{\Delta v}{2} ; \quad \theta = \Theta - \frac{\Delta \theta}{2} \\ & u = 0 ; \quad v^* = 0 ; \quad \theta^* = 0 \end{array} \right\} \quad (1.6)$$

En los bordes laterales  $x = 0$  y  $x = L_x$   $\xi(0, z) = \xi(L_x, z)$  para toda variable  $\xi(x, z)$ .

Las ecuaciones para las velocidades de variación local de las integrales de energía se presentan a continuación:

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -\langle P, K_\tau \rangle + G \quad (1.7)$$

$$\frac{\partial K_\tau}{\partial t} = \langle P, K_\tau \rangle - D_\tau \quad (1.8)$$

$$\frac{\partial \bar{K}_v}{\partial t} = -\langle \bar{K}_v, K_{v'} \rangle + P \bar{K}_v - \bar{D} \quad (1.9)$$

$$\frac{\partial K_{v'}}{\partial t} = \langle \bar{K}_v, K_{v'} \rangle - D_{v'} \quad (1.10)$$



En las ecuaciones (1.7) a (1.10) se han utilizado las notaciones  $\langle \quad \rangle$ ,  
- y' que para una variable cualquiera  $\xi$  significan:

$$\langle \xi \rangle = \frac{1}{L_x d} \int_0^{L_x} \int_0^d \xi \, d_x \, d_z$$

$$\bar{\xi} = \frac{1}{L_x} \int_0^{L_x} \xi \, d_x \quad ; \quad \xi' = \xi - \bar{\xi}$$

Asimismo:

$$K_r = \langle 1/2 (u'^2 + w'^2) \rangle$$

$$\bar{K}_v = \frac{1}{d} \int_0^d \bar{v}^2/2 \, dz$$

$$K_v = \frac{1}{d} \int_0^d \frac{v'^2}{2} dz$$

$$\langle \bar{K}_v, K_v \rangle = -\langle v' w' \partial \bar{v} / \partial z \rangle$$

En (1.7) y (1.8),  $P$  es la integral de la energía potencial,  $K_r$  es la integral de la energía cinética perturbada en el plano  $x, z$  (energía cinética del rollo),  $\bar{K}_v$  es la integral de la energía cinética del flujo medio,  $K_v$  es la integral de la energía cinética perturbada en la dirección del flujo medio,  $G$  y  $P\bar{K}_v$  son la generación de energía potencial y de energía cinética básica respectivamente. Estos dos términos se anulan si se supone flujo deslizante y transporte de calor por conducción nulo, en los bordes horizontales de la capa. Al incluir estos dos términos fuente, Lipps (1971) logra mantener la cortante media del viento y un gradiente inestable de temperatura.

El rollo recibe energía potencial a través del término  $\langle P, K_r \rangle$  que se convierte en energía cinética y pierde parte de ella por el término de disipación  $D_r$ . La energía cinética perturbada  $K_v$  se mantiene exclusivamente por el flujo medio  $\bar{v}$  a través de la transformación  $\langle \bar{K}_v, K_v \rangle$ . Dado que la disipación  $D_v$  es siempre positiva (esto se demuestra en el párrafo 2.4.8), en un estado estacionario el término  $\langle \bar{K}_v, K_v \rangle$  debe ser positivo.  $\bar{K}_v$  se mantiene por el término  $P\bar{K}_v$  por la presencia de tensiones viscosas en los límites y se disipa parcialmente por  $\bar{D}_v$ .

A partir de las ecuaciones (1.7) a (1.10) se obtiene que mientras  $\langle P, K_r \rangle$  sea positivo y mayor que  $D_r$  la convección del rollo se intensi-

fica. Asimismo el rollo actúa sólo como un agente que posibilita la transferencia de energía de  $\bar{v}$  a  $v$ , sin resultar afectado por la presencia de la velocidad  $\bar{v}$  al no existir una transferencia  $\langle \bar{K}_v, K_r \rangle$ . Dicho de otra forma: cuando la componente del flujo básico en el plano normal al eje del rollo es nula, no inhibe la convección ( $\langle \bar{K}, K_r \rangle = 0$ ) y la única conversión de energía cinética posible es  $\langle \bar{K}_v, K_v \rangle$  que resulta positiva. En la Fig. 2 se han esquematizado las conversiones de energía para rollos longitudinales, en diagrama de bloques.

Se plantea la siguiente pregunta:

¿Qué sucede si el rollo está orientado con su eje normal a la dirección del flujo básico? ¿Qué signo resulta de  $\langle \bar{K}, K_r \rangle$  y por lo tanto de  $\partial K_r / \partial t$  en este caso, en que el flujo básico está incluido en el plano vertical normal al eje del rollo transversal?

El tratamiento a seguir es similar al planteado para rollos longitudinales, con excepción de que el flujo básico está dado por:  $\vec{V}_0 = u_0(z) \vec{i}$ .

Como se cumple nuevamente que  $\partial / \partial y = 0$ , el sistema aproximado de ecuaciones para movimiento bidimensional en el plano  $x, z$  resulta:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -(\mu_0 + \mu^*) \frac{\partial w}{\partial x} - w \frac{\partial(\mu_0 + \mu^*)}{\partial z} - C_{pd} \Theta \frac{\partial \pi^*}{\partial x} + \nu \nabla^2 u \quad (1.12)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -(\mu_0 + \mu^*) \frac{\partial w}{\partial x} - w \frac{\partial w}{\partial z} + g \frac{\Theta}{\Theta} - C_{pd} \Theta \frac{\partial \pi^*}{\partial z} + \nu \nabla^2 w \quad (1.13)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = -(\mu_0 + \mu^*) \frac{\partial \Theta}{\partial x} - w \frac{\partial \Theta}{\partial z} + K \nabla^2 \Theta \quad (1.14)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1.15)$$

Si se suponen las mismas condiciones de contorno (1.6) que considera Lipps (1971), la energética puede describirse por:

$$\frac{\partial P}{\partial t} = - \langle P, K_r \rangle + G \quad (1.16)$$

$$\frac{\partial \bar{K}_u}{\partial t} = - \langle \bar{K}_u, K_r \rangle - \bar{D} + P \bar{K}_u \quad (1.17)$$

$$\frac{\partial K_r}{\partial t} = \langle \bar{K}_u, K_r \rangle + \langle P, K_r \rangle - D_r \quad (1.18)$$

En las expresiones (1.16) a (1.18) se ha mantenido la misma nomenclatura utilizada en (1.7) a (1.10), con la salvedad que se reemplaza  $v$  por  $u$  en la expresión de  $\bar{K}$ , dado que ahora el flujo básico está dado por  $u$ .

La diferencia entre las relaciones (1.16) a (1.18) respecto al conjunto (1.7) a (1.10), se encuentra principalmente en el término  $\langle \bar{K}_u, K_r \rangle$  que aparece ahora en las ecuaciones (1.17) y (1.18). La intensificación de la convección en el rollo dependerá en este caso, no sólo de la conversión de energía potencial a cinética  $\langle P, K_r \rangle$  sino también de la magnitud y fundamentalmente del signo de la conversión  $\langle \bar{K}_u, K_r \rangle$ . Aparece así un nuevo factor, además de la distribución de temperatura potencial  $\theta$ , que controla la evolución de la convección y que es el flujo básico. Si en particular la conversión  $\langle \bar{K}_u, K_r \rangle$  es negativa, la convección en rollos transversales se debilitará con el tiempo. Las conversiones de energía para rollos transversales se esquematizan en la Fig. 2 utilizando diagramas de bloques.

Lipps (1971) encuentra tanto en su análisis lineal como en el de perturbaciones de amplitud finita, a partir de los sistemas de ecuaciones (1.12) a (1.15), que es posible alcanzar un estado estacionario en la convección en rollos transversales. En este caso  $\langle \bar{K}_u, K_r \rangle$  resulta siempre negativo, confirmando resultados anteriores (Kuo, 1963, Asai, 1970a), respecto al efecto estabilizador de la cortante en este tipo de convección. De lo anterior resulta que la orientación de los rollos con su eje normal a la dirección del flujo básico, es la menos favorable a la convección. Por lo tanto se infiere que esta orientación será la que tenga menos posibilidad de persistir en la naturaleza. Efectivamente, de acuer



do a las observaciones, su presencia es mucho menos frecuente que la correspondiente a rollos longitudinales. En la Tabla 1 se presentan sus resultados, para tres experimentos realizados con el número de  $R_a$  constante, variando el número de  $R_i$ , una vez alcanzado el estado estacionario.

Tabla 1: Características de la Convección en rollos transversales  
(Lipps, 1971)

$$R_a = -35.840 \quad ; \quad P_r = 0.7 \quad ; \quad L_x/d = 20$$

(los valores en la tabla son adimensionales)

en esta tabla se han omitido parámetros que Lipps incluye en su Tabla 3, y se ha cambiado la nomenclatura para adaptarla a la utilizada en (1.16) a (1.18).

$R_i$	$\partial \bar{u} / \partial z = 0$	-2	-0.5
$L_x/\lambda$	15	5	2+
$P$	0.0624	0.0790	0.0274
$\bar{K}_u$	-	0.0571	0.0496
$K_r$	0.0826	0.0556	0.0055
$\langle P, K_r \rangle$	0.0548	0.0395	0.0028
$\langle \bar{K}_u, K_r \rangle$	-	-0.0042	-0.0010
$P\bar{K}_u$	-	0.0030	0.0023
$\frac{\langle \bar{K}_u, K_r \rangle}{\langle P, K_r \rangle}$	-	-0.1063	-0.3571

En la Tabla 1,  $L_x/\lambda$  indica el número de perturbaciones presentes en el canal convectivo de longitud  $L_x = 20d$ . Se observa que un resultado importante encontrado por Lipps, es que la cortante constante actúa aumentando la distancia horizontal entre perturbaciones. Así se fuerza la elección de la extensión horizontal del recinto de integración, tal que esté contenida por lo menos una perturbación (una longitud de onda completa). Con cortante se encuentra que la distancia media entre térmicas es de 4 a 6 veces la profundidad de la capa convectiva. La transferencia vertical de cantidad de movimiento horizontal resulta contra gradiente ( $\overline{u'w'} > 0$  a pesar de ser  $\partial \bar{u} / \partial z > 0$ ). En  $\overline{u'w'} = -K \partial \bar{u} / \partial z$  debe ser  $K < 0$  y resulta  $\langle \bar{K}_u, K_r \rangle = -\overline{u'w'} \partial \bar{u} / \partial z < 0$ .

Se observa una disminución de las magnitudes, tanto de las energías como de las conversiones de energía al aumentar la cortante. Sin embargo, la relación  $\langle \bar{K}_u, K_r \rangle / \langle P, K_r \rangle$ , aumenta al aumentar la cortante, es decir, una mayor proporción de la energía potencial que se convierte en cinética es convertida en energía del flujo medio.

Si se considera el caso general en el cual los rollos están orientados con un ángulo arbitrario respecto a la dirección de la corriente media y nuevamente se hace coincidir la dirección y con la del eje del rollo, dicha corriente se puede expresar como  $\vec{V}_0 = u_0 \vec{i} + v_0 \vec{j}$ . Por lo tanto, del análisis anterior, resulta que se condiciona la dinámica de los rollos al interactuar directamente con la convección en el plano vertical normal al eje del rollo.

La energética se puede representar en el caso general por las siguientes ecuaciones:

$$\frac{\partial P}{\partial t} = - \langle P, K_u' \rangle + G \quad (1.19)$$

$$\frac{\partial \bar{K}}{\partial t} = - \langle \bar{K}_u, K_u' \rangle - \langle \bar{K}_v, K_v' \rangle + P \bar{K}_u + P \bar{K}_v - \bar{D}_u - \bar{D}_v \quad (1.20)$$

$$\frac{\partial K_u'}{\partial t} = \langle P, K_u' \rangle + \langle \bar{K}_u, K_u' \rangle - D_u' \quad (1.21)$$

$$\frac{\partial K_v'}{\partial t} = \langle \bar{K}_v, K_v' \rangle - D_v' \quad (1.22)$$

En (1.20) la suma de los términos

$$\langle \bar{K}_u, K_u' \rangle + \langle \bar{K}_v, K_v' \rangle = \langle \bar{K}, K' \rangle$$

Si se reemplaza esta relación en (1.20) y se suman (1.21) y (1.22) resultan las relaciones:

$$\frac{\partial \bar{K}}{\partial t} = -\langle \bar{K}, K' \rangle + P\bar{K} - \bar{D} \quad (1.20a)$$

$$\frac{\partial K'}{\partial t} = \langle P, K' \rangle + \langle \bar{K}, K' \rangle - D' \quad (1.21a)$$

donde se ha llamado

$$\langle P, K' \rangle \quad a \quad \langle P, K_u' \rangle$$

$$\bar{D} = \bar{D}_u + \bar{D}_v$$

$$D_v' = D_u' + D_v'$$

El signo de  $\partial K'/\partial t$  dependerá no sólo de la conversión  $\langle P, K' \rangle$  y de  $D'$  sino de la magnitud relativa de los términos  $\langle \bar{K}_u, K_u' \rangle$  y  $\langle \bar{K}_v, K_v' \rangle$  que son opuestos y que componen  $\langle \bar{K}, K' \rangle$ .

El análisis anterior resulta útil para interpretar el análisis de estabilidad lineal que realiza Asai (1970a). La forma de las perturbaciones infinitesimales supuestas en su investigación, puede ser interpretada como modos o rollos convectivos orientados en ángulos arbitrarios, respecto de la dirección del flujo básico. Asai hace coincidir la coordenada  $x$  con la dirección de dicho flujo, de tal manera que, cuando los rollos son esencialmente transversales al flujo básico ( $k_y/k_x \ll 1$ ), la



transferencia de momento resulta contragradiente ( $\langle \bar{K}, K' \rangle < 0$  y coincide con lo que se ha llamado  $\langle \bar{K}_u, K_r \rangle$ ). Sin embargo, cuando los rollos se orientan con un ángulo menor ( $k_y/k_x \gg 1$ ), la transferencia de cantidad de movimiento es a favor del gradiente ( $\langle \bar{K}, K' \rangle > 0$ ). Para este caso, a medida que ese ángulo decrece, el valor de  $\langle \bar{K}, K' \rangle$  tiende a lo que se ha denominado  $\langle \bar{K}_v, K_v \rangle$ , que para Asai coincide con  $-\langle \bar{u}^* \bar{w}^* \partial \bar{u} / \partial z \rangle$ .

La Figura 3, según Asai (1970a), permite analizar la estabilidad de ondas gravitatorias internas estacionarias. En esta figura Asai ha graficado las variaciones de la transferencia vertical de cantidad de movimiento (adimensional)  $\langle u^* w^* \rangle$  con línea llena y de la velocidad de amplificación adimensional de la perturbación  $\sigma_r^*$  con línea cortada, en función del cociente  $k_y/k_x$  para distintos valores de  $R_i$ . Se observa que mientras  $\sigma_r^*$  no decrece significativamente al aumentar  $R_i$  para modos longitudinales ( $k_y/k_x \gg 1$ ), los modos transversales se ven afectados por el efecto inhibitorio de la cortante. En efecto, para aproximadamente  $R_i > -0.5$ , los modos transversales dejan de ser inestables y por lo tanto dejan de crecer exponencialmente con el tiempo. Los valores del transporte de cantidad de movimiento  $\langle u^* w^* \rangle$ , al ser positivos para las ondas transversales ( $k_y/k_x \ll 1$ ), indican una conversión de energía de la perturbación al flujo medio, mientras que al ser negativos para las ondas longitudinales, el flujo medio reduce su energía cinética a expensas de las perturbaciones.

Asai calcula el cociente  $\langle \bar{K}, K' \rangle / \langle P, K' \rangle$  para  $k_y/k_x = 0.1$  y para  $k_y/k_x = 10$ . Dado el comportamiento de la variación de  $\langle u^* w^* \rangle$  con  $k_y/k_x$  (ver Fig. 3) esos valores de  $k_y/k_x$  pueden considerarse representativos de modos transversales y longitudinales respectivamente.

A partir de la expresión

$$\langle \bar{K}, K' \rangle / \langle P, K' \rangle = \left( \frac{P_r}{R_a R_i} \right)^{1/2} \frac{\langle u^* w^* \rangle}{\langle \theta^* w^* \rangle}$$

Obtiene

$$\left. \begin{aligned} \left[ \langle K, K' \rangle / \langle P, K' \rangle \right]_{k_y/k_x=0.1} &= -0,23 \\ \left[ \langle K, K' \rangle / \langle P, K' \rangle \right]_{k_y/k_x=10} &= 0,75 \end{aligned} \right\} \quad (1.23)$$

para  $R_i = -1$ ,  $R_a = -10^4$ ,  $k^* = 2$ ,  $P_r = 7$

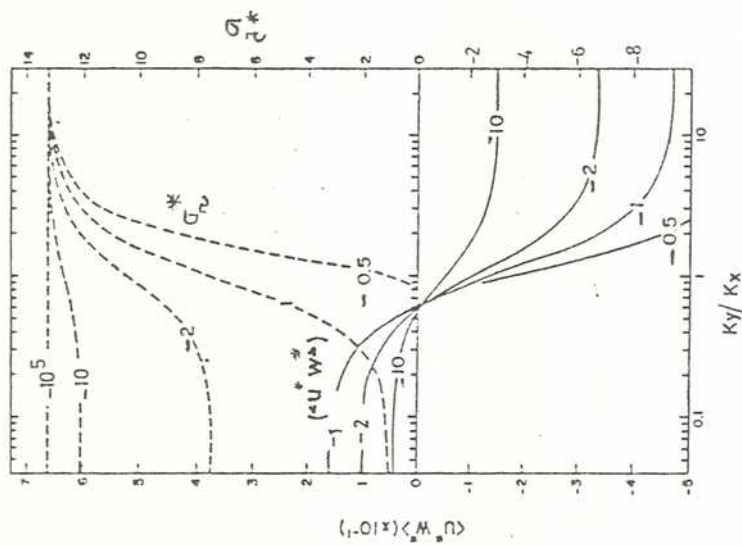


Fig. 3: Variaciones de la transferencia vertical de cantidad de movimiento  $\langle U^*W^* \rangle$  (línea llena) y de la velocidad de amplificación  $\sigma^*$  de la perturbación (línea cortada) con el cociente  $k_y/k_x$  para diferentes valores de  $R_1$  y un flujo básico de Couette. Los números indicados en cada curva representan el valor de  $R_1$ ,  $R_1 = 10^4$  y  $k^* = 2$ . (Adaptado de Asai, 1970 a).

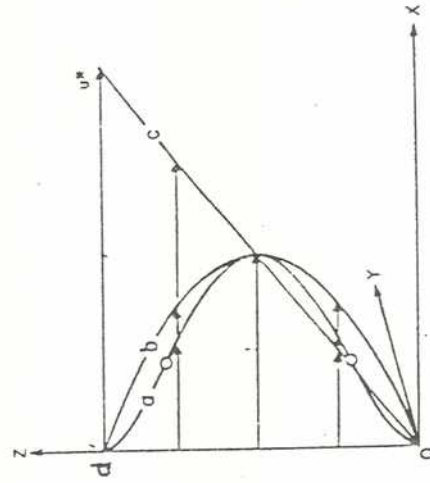


Fig. 4: Sistema de coordenadas y perfiles del flujo básico para tres casos, para los que se estudian las propiedades de estabilidad: a) flujo con perfil tipo chorro con los puntos de inflexión (indicados por círculos), b) flujo parabólico, c) flujo de Couette. (Asai, 1970 b).



El valor  $-0.23$  es intermedio respecto a los dados por Lipps (1971) (Tabla 1) para  $R_i = -2$  y  $R_i = -0.5$ ,  $R_a = -35840$ ,  $P_r = 0.7$ .

Asai (1970a) concluye que la convección en rollos transversales, bidimensional en el plano vertical paralelo al flujo básico, resultará en la transferencia vertical de cantidad de movimiento que es peculiar de los modos transversales, que tiende a intensificar la cortante del flujo básico. Por el contrario la convección en rollos longitudinales resulta necesariamente tridimensional y es más favorable para el desarrollo de la convección en cuanto no se ve prácticamente afectada por la presencia de la cortante del flujo básico. Este tipo de convección permite entonces un aumento de la energía cinética de la perturbación con el tiempo.

La inestabilidad lineal de las perturbaciones en un flujo básico con cortante vertical variable con la altura, es investigada por Asai (1970b) que estudia tres casos, con distintos perfiles verticales del flujo (Figura 4). Su análisis, correspondiente a inestabilidades de tipo térmico ( $R_i < -10^{-1}$ ) influídas por un perfil:

- a) tipo chorro (jet) con puntos de inflexión
- b) parabólico
- c) lineal

se resume en la Fig. 5a según Asai (1970b). En los tres casos el perfil es simétrico respecto de  $z = d/2$ .

Esta figura es claramente ilustrativa de las diferencias en el comportamiento de la velocidad de crecimiento  $\sigma_r^*$  y de la velocidad de fase  $C = \langle u_0 \rangle$  de las perturbaciones relativa al valor medio del flujo básico en el perfil lineal, respecto de distintos números de onda horizontal, al variar el perfil de la velocidad del flujo. Si bien el análisis se limita a un valor de  $R_i = -1$  y  $k_y/k_x = 1$ , se observa que en el caso c), una cortante constante no nula reduce notablemente el valor de  $\sigma_r^*$  respecto de los casos a) y b) con cortante variable. Este efecto es más notorio para longitudes de onda cortas. La velocidad de fase para perfiles curvados, si bien se mantiene también dentro del rango de la velocidad del flujo básico (régimen conducente), no presenta una separación en un modo estacionario y un par de modos transientes tal como sucede en el caso de perfil lineal.

En la Fig. 5b Asai ha graficado las variaciones de la velocidad de amplificación  $\sigma_r^*$  (línea llena) y el cociente de conversiones de energía

$\langle \bar{K}, K' \rangle / \langle P, K' \rangle$  (línea cortada), respecto del cociente de los números de onda  $k_y/k_x$  para los tres casos estudiados. Se observa que el efecto inhibitorio de la cortante en las perturbaciones transversales, es más acentuado para el perfil lineal (caso c) que para los perfiles con curvatura. En los tres casos se compara el valor de  $\overline{\sigma}_r^*$ , respecto del valor que presenta sin cortante, que coincide con el valor correspondiente a  $k_y/k_x$

>> 1. Por consiguiente, tanto para perfil parabólico como tipo chorro (jet) las diferencias son leves, no existe una preferencia tan definida por modos longitudinales como se encuentra en el caso lineal.

Otro resultado importante (ver  $\langle \bar{K}, K' \rangle / \langle P, K' \rangle$  en la Fig.5b) es el comportamiento del transporte para el caso de perfil tipo chorro. Es llamativa la ausencia de una transición de transportes de cantidad de movimiento, a favor del gradiente a transportes contragradientes. Esta transición, presente para los otros perfiles, es a favor del gradiente cuando las perturbaciones son longitudinales mientras que es contragradiente cuando las perturbaciones son transversales. Interesa investigar si este efecto inhibitorio de la convección, diferente según sea el perfil del flujo básico, es un resultado peculiar de perturbaciones infinitesimales en convección seca. En su defecto estudiar si las perturbaciones de amplitud finita también presentan comportamientos similares, a partir de la resolución numérica del sistema de ecuaciones que incluye los términos no lineales. En términos de conversiones de energía lo anterior equivale a plantear si  $\langle \bar{K}, K' \rangle / \langle P, K' \rangle$  para perturbaciones transversales, mantiene las diferencias cualitativas encontradas en signo y magnitud para distintos perfiles del viento que predice la teoría lineal, cuando en cambio se realiza un análisis energético de amplitud finita.

Por otra parte, la presencia en la atmósfera de configuraciones nubosas de convección no profunda organizadas en rollos transversales y longitudinales, preferentemente cuando el perfil no es lineal sino que presenta curvatura (caso de los Cu de los aliseos no precipitantes dispuestos en rollos transversales) tal como se hizo referencia en 1.3.1, resultaría una evidencia de que los resultados de Asai (1970b) para convección seca, se comprueban en la realidad en convección húmeda. Resulta interesante por lo tanto incluir en el análisis la condensación y evaporación del agua simulando lo que sucede en la atmósfera.

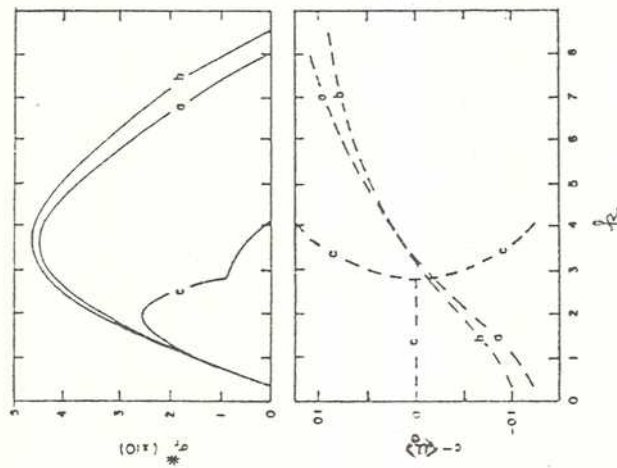


Fig. 5a: Velocidad de amplificación  $\sigma_r^*$  (línea llena) y velocidad de fase relativa al flujo básico  $C - \langle u_0 \rangle$  (línea cortada) como función del número de onda horizontal  $k$ , para diferentes perfiles de velocidad del flujo básico, casos a, b y c.  $R_a = 10^4$ ,  $R_i = -1$  y  $k_x = k_y$  (Asai, 1970b).

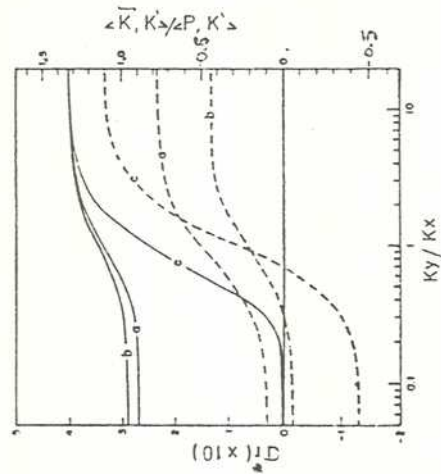


Fig. 5b: Variaciones de la velocidad de amplificación  $\sigma_r^*$  (línea llena) y del cociente de conversiones de energía  $\langle K, K' \rangle / \langle P, P' \rangle$  (línea cortada) con el cociente de números de onda  $k_y/k_x$  para diferentes perfiles de velocidad del flujo básico y  $k=2$ . Las demás condiciones coinciden con las de la Fig. 5a. (Asai, 1970b).

### 1.5 OBJETIVOS

Una vez planteado el estado del problema a estudiar se formula como objetivo del presente trabajo de Tesis, el desarrollo de un modelo numérico no lineal dependiente del tiempo que simule la convección no profunda húmeda. Este modelo se aplica al estudio de la influencia de un entorno con cortante vertical del viento unidireccional y variable con la altura y una estratificación térmica condicionalmente inestable en la evolución de una nube convectiva.

Dado que la complejidad del movimiento tridimensional impone requerimientos computacionales no disponibles hasta el momento, la presente investigación se limita a una discusión de la convección en rollos transversales a la dirección del viento del entorno y por lo tanto el modelo es bidimensional.

En la última década, el modelado numérico de fenómenos no hidrostáticos en escala convectiva se ha enfocado desde dos líneas principales. La primera es la que utilizan Cotton y Tripoli (1978) o Wilhemson y Klemp (1978), que supone fluido compresible reteniendo las ondas acústicas con esquemas numéricos de separación en el tiempo (time-splitting). La segunda línea filtra las ondas acústicas imponiendo la aproximación inelástica y en convección no profunda la inelástica Boussinesq (tal como en Lipps, 1977, 1982). Esta última línea es la que se utiliza en el modelo desarrollado en este trabajo.

El estudio incluye tres etapas. La primera abarca el desarrollo del modelo durante la cual se hacen hipótesis y se especifican condiciones que se fundamentan en trabajos anteriores, tanto observacionales como de simulación. La segunda, consiste en la verificación del mismo con un conjunto de datos experimentales que permita evaluar la fidelidad del mismo, respecto a representar los procesos que tienen lugar en la realidad y ajustar sus componentes internas con ese fin. En esta etapa se realizan también experimentaciones numéricas, en situaciones similares a las simuladas por otros investigadores tendientes a comparar los resultados.

La tercera etapa supone una aplicación del modelo y tiene como objetivo el de lograr una mayor comprensión del efecto de la cortante vertical del viento en la convección en nubes Cu, en un rango de escalas

horizontales que van de los 200 m a los 6 Km. Este intervalo ubica a los movimientos en estudio entre las escalas meso  $\gamma$  y micro  $\alpha$  de la subdivisión propuesta por Orlanski (1975 ).

Con excepción de los experimentos que se realizan con fines de verificación del modelo con datos reales en una situación de nubes Cu precipitantes de lluvia caliente, el modelo no incluye la precipitación. Tampoco se tiene en cuenta la fase sólida, suposición válida dado que el espesor de la capa convectiva se mantiene en su mayor parte a temperaturas superiores a 0° C. De esta manera las posibles diferencias con los resultados de Asai (1970b) no se explicarán por la presencia de precipitación.

En los experimentos en los que se investiga la influencia de la cortante vertical del viento variable con la altura, se suponen condiciones ideales de saturación en el entorno con el fin de evitar los efectos de enfriamiento en los bordes de la nube, que resultan de humedades relativas reducidas en el entorno tal como menciona Steiner (1973).

Se utiliza de esta manera el modelo numérico como un laboratorio que permite aislar el efecto de la cortante variable en la convección, de una manera prácticamente imposible de realizar en la atmósfera real.

## 1.6 ORGANIZACION DEL TRABAJO

De la misma manera que el trabajo reconoce tres etapas, cada una se desarrolla en un capítulo diferente.

El Capítulo II se dedica a la derivación de las ecuaciones que gobiernan la convección no profunda en estudio, se representa el sistema de ecuaciones en diferencias finitas, se enuncian las condiciones de contorno e iniciales, se derivan las ecuaciones de energía resultantes del sistema aproximado utilizado. Se verifica la consistencia del modelo desarrollado.

En el Capítulo III se comparan los resultados de los experimentos numéricos realizados en condiciones similares a las utilizadas por otros investigadores con atmósfera en reposo y se verifica el modelo con un conjunto de datos reales coherentes con las suposiciones básicas impuestas al modelo.

En el Capítulo IV se describen los distintos experimentos numéricos

## CAPITULO II

### SISTEMA DE ECUACIONES Y MODELO NUMERICO

#### 2.1 SUPOSICIONES BASICAS

Se enumeran a continuación las suposiciones básicas, postergando para los párrafos siguientes algunas fundamentaciones y enunciaciones de suposiciones más específicas.

1. Se considera una escala de tiempo para las nubes convectivas no profundas de alrededor de 30 minutos. Por lo tanto, es posible no incluir el efecto de rotación terrestre omitiendo la fuerza de Coriolis en la ecuación de movimiento.
2. No se incluyen efectos en superficie, tales como fricción o forzantes en capa límite tales como discontinuidades térmicas, irregularidades del terreno en mesoescala o escala sinóptica. Sólo se considera la influencia de distintas magnitudes de la inestabilidad estática o de la cortante del viento, en la evolución de una nube convectiva aislada.

Dado que el tiempo de estudio de dicha evolución es pequeño, comparado con la escala de tiempo sinóptico, no se incluye una fuerza que mantenga el flujo medio ni se considera un término fuente de energía cinética media.

3. Se aplica la aproximación inelástica Boussinesq al sistema básico de ecuaciones hidrodinámicas. Esta aproximación implica un conjunto de suposiciones que se mencionan más adelante, siendo la más importante la elección de una escala de tiempo que permita filtrar las ondas acústicas y las ondas de gravedad externas, reteniendo las de interés sustancial para los procesos convectivos (ondas de gravedad internas).
4. La convección que se simula es no profunda. El movimiento está limitado a una capa cuyo espesor vertical es un orden de magnitud menor

que la altura de una atmósfera adiabática. Esta restricción responde en condiciones reales a la presencia de una capa superior estable que frena el desarrollo convectivo en la vertical. La nubosidad convectiva que resulta, abarca los rangos de tamaños identificados en el Atlas Internacional de Nubes de la O.M.M. como fractus, humilis y mediocris (en el Experimento GATE Tropical Atlántico del GARP se utiliza esta categorización para convección no profunda, poco profunda o chata mientras que los cumulus congestus y cumulonimbus se asocian a convección profunda).

5. Se estudia el movimiento convectivo bidimensional limitado a un plano vertical. No se consideran las variaciones de ninguna variable en la dirección normal a dicho plano.

Se supone que los dominios que limitan a ambos costados al dominio en el cual se simula la convección son una copia fiel de lo que sucede en el mismo. Es decir, si existe un determinado flujo de aire que penetra en el dominio a través de un límite lateral, un flujo idéntico lo abandona a través del límite lateral opuesto.

6. Distintos autores Lilly (1972), Orville y Kopp (1977)) plantean las dificultades que se presentan en formular una parametrización realista en dos dimensiones de los procesos correspondientes a escalas menores que el paso de malla. Teniendo en cuenta la limitación impuesta por la bidimensionalidad, se ha querido simplificar matemáticamente el problema de clausura del sistema de ecuaciones utilizando un mismo coeficiente de intercambio turbulento de las distintas propiedades. Se lo ha supuesto además constante en el tiempo y en el espacio y se asume una difusión nula para la categoría de agua de lluvia.
7. Se identifican los términos turbulentos que resultan de promedios temporales en el sistema de ecuaciones al suponer flujo turbulento  $\overline{f' \vec{v}}$ , con los términos que resultarían de realizar un promedio en cada malla, con el fin de incluir en las ecuaciones los movimientos correspondientes a escalas submalla  $\overline{f' \vec{v}}$ . Este promedio en una malla cuadrada de tamaño  $\Delta$  de cualquier cantidad  $f(x, z, t)$  y en una distancia infinita en la dirección  $y$ , está dado por la expresión:

$$\overline{f(x, z, t)} = \frac{1}{\Delta^2} \int_{-\Delta/2}^{\Delta/2} \int_{-\Delta/2}^{\Delta/2} f(x+\xi, z+\eta, t) d\xi d\eta$$

donde  $(x,z)$  es el punto central de la malla cuadrada.

Todas las variables que aparecen en los términos no turbulentos, se identifican con variables promediadas en la malla de acuerdo a la expresión anterior (se igualan las variables  $\bar{A}$  a  $\tilde{A}$ ).

8. El estado básico se encuentra en equilibrio hidrostático y estacionario y se caracteriza por una atmósfera no-isoentrópica condicionalmente inestable, pudiendo ser el flujo básico no nulo y presentar una constante vertical en velocidad.

Las variables no perturbadas son horizontalmente constantes y dependen sólo de la altura.

9. Se incluye el agua líquida de acuerdo a la técnica de "bulk-water" introducida por Kessler (1969). Es decir, se suponen dos categorías, la primera es el agua de nube formada por gotas de tamaño pequeño, tal que su velocidad terminal de caída puede despreciarse comparada con la velocidad vertical del aire húmedo. La segunda categoría corresponde al agua de lluvia en la cual las gotas precipitan respecto del aire húmedo. En ambos casos se supone que las gotas no tienen un movimiento horizontal relativo al flujo de aire. Estas dos categorías con sideran las gotas de distintos tamaños en su conjunto con densidades  $\rho_c$  y  $\rho_r$  y relaciones de mezcla relativas a la masa de aire seco  $\rho_d$  representadas por  $q_c$  y  $q_r$ , respectivamente. El arrastre que ejercen estas masas de agua sobre la masa de aire de nube, con la que comparten un volumen dado, es igual al peso del agua en la categoría respectiva (se supone que el equilibrio entre la fuerza de arrastre y el peso se alcanza instantáneamente).
10. Sólo se parametrizan los procesos microfísicos de lluvia caliente, no incluyéndose por lo tanto la fase sólida del agua.
11. No se permiten sobresaturaciones, ni agua líquida en zonas no saturadas. Siempre que la relación de mezcla de saturación exceda el valor correspondiente a la saturación, tiene lugar la condensación del exce dente. El agua líquida presente en zonas no saturadas se evapora hasta eventualmente llegar a saturar la masa de aire. Estos ajustes se suponen instantáneos.
12. La magnitud de las relaciones de mezcla de agua líquida de nube y precipitante permiten suponer que el efecto hidrodinámico de las gotas es despreciable, excepto en las ecuaciones de conservación de la sustan-



cia agua y en la determinación del arrastre del aire por las gotas en la ecuación de movimiento.

13. Se supone que la única fuente de calor es debida a la liberación de calor latente de condensación.

## 2.2 SISTEMA DE ECUACIONES BASICAS

El sistema de coordenadas es cartesiano con el eje horizontal  $x$  en la dirección del flujo básico, normal al eje del rollo transversal que coincide con la dirección  $y$ , mientras que el eje  $z$  es vertical.

Las ecuaciones que describen la conservación de la masa, cantidad de movimiento y energía termodinámica y que gobiernan los procesos convectivos en la atmósfera, se discuten a continuación en relación con las suposiciones enunciadas en 2.1.

### 2.2.1 Ecuación de movimiento

La ecuación de movimiento de Navier Stokes para fluido viscoso en dos dimensiones en notación vectorial se expresa:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\nabla \Phi - \frac{1}{\rho} \nabla p + \nabla \cdot \{ \nu [\nabla \vec{v} + \vec{v} \nabla - \nabla \cdot \vec{v} \mathcal{E}] \} \quad (2.1)$$

En (2.1)  $\vec{v}$  es el vector velocidad bidimensional,  $\nabla \Phi$  representa las fuerzas de volumen,  $\nu$  es el coeficiente de viscosidad cinemática,  $\rho$  es la densidad del aire,  $p$  es la presión, el tensor entre corchetes representa el tensor de las tensiones viscosas,  $\nabla \cdot \vec{v}$  es la divergencia,  $\mathcal{E}$  el tensor unitario y  $t$  es el tiempo.

Si se supone flujo turbulento, la ecuación anterior en término de promedios temporales se convierte en:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\vec{v}}}{\partial t} + (\bar{\vec{v}} \cdot \nabla) \bar{\vec{v}} = & -\nabla \bar{\Phi} - \frac{1}{\bar{\rho}} \nabla \bar{p} + \nabla \cdot \{ \bar{\nu} [\nabla \bar{\vec{v}} + \bar{\vec{v}} \nabla - \nabla \cdot \bar{\vec{v}} \mathcal{E}] \} \\ & + \nabla \cdot \overline{\vec{v}' \vec{v}'} \end{aligned} \quad (2.2)$$

Si se hace la hipótesis

$$\overline{\vec{v} \vec{v}} = -K_m (\nabla \vec{v} + \vec{v} \nabla - \nabla \cdot \vec{v} \mathbf{E})$$

(2.2) se puede reescribir:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\nabla \Phi - \frac{1}{\rho} \nabla \bar{p} + \nabla \cdot \{(\nu + K_m) [\nabla \vec{v} + \vec{v} \nabla - \nabla \cdot \vec{v} \mathbf{E}]\} \quad (2.3)$$

Si se denomina a  $\nu + K_m = K_M$  coeficiente de viscosidad turbulenta y se utiliza la suposición 6 de 2.1, la ecuación (2.3) se convierte en:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\nabla \Phi - \frac{1}{\rho} \nabla \bar{p} + K_M \nabla^2 \vec{v} \quad (2.4)$$

Para simplificar el análisis, se conviene en eliminar todas las barras en (2.4), entendiéndose en adelante que todas las variables son promedios temporales.

La aceleración  $-\nabla \Phi = -g(1 + q_c + q_r)$  incluye la aceleración de la gravedad  $g$  y el arrastre debido a las masas de agua líquida, representadas por  $q_c$  y  $q_r$  respectivamente, de acuerdo a la suposición 9 enunciada en 2.1.

Se reemplazan las variables presión  $p$  y densidad  $\rho$  tal como hacen Ogura y Phillips (1962) por las variables temperatura potencial  $\theta$  y la función de Exner  $\pi$  definidas por

$$\pi = (p/p_0)^{R_d/C_p d} \quad (2.5)$$

y

$$\theta = T/\pi \quad (2.6)$$

La aceleración debida al gradiente de presión  $-1/\rho \nabla p$  resulta igual a:

$$(1/\rho) \nabla p = C_{pd} \theta (1 + 0.608 q_v) \nabla \pi \quad (2.7)$$

donde  $C_{pd}$  es el calor específico del aire seco a presión constante,  $R_d$  la constante de los gases para el aire seco,  $q_v$  es la relación de mez-

cla del vapor de agua. Se ha utilizado la siguiente ecuación de estado del aire húmedo para obtener (2.7):

$$p = \rho R_d T (1 + 0.608 q_v) \quad (2.8)$$

Si se reemplazan las expresiones obtenidas para  $-\nabla \Phi$  y  $-\frac{1}{\rho} \nabla p$  en (2.4) se obtiene la ecuación de movimiento:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -g \vec{k} (1 + q_c + q_w) - C_{pd} \Theta (1 + 0.608 q_v) \nabla \pi + K_M \nabla^2 \vec{v} \quad (2.9)$$

### 2.2.2 Ecuación de energía termodinámica

A partir de la ecuación que describe procesos saturados reversibles en ausencia de transportes turbulentos dada por Iribarne y Godson (1973):

$$[C_{pd} + C_w (q_{vs} + q_c)] d \ln T - R_d d \ln p_d + d(L_v q_{vs}/T) = 0 \quad (2.10a)$$

es posible obtener la siguiente expresión en función de la temperatura potencial  $\Theta_d$  del aire seco:

$$C_{pd} d \ln \Theta_d + C_w (q_{vs} + q_c) d \ln T + d(L_v q_{vs}/T) = 0 \quad (2.10b)$$

donde  $C_w$  es el calor específico del agua líquida,  $p_d$  es la presión parcial del aire seco,  $q_{vs}$  el valor de saturación de la relación de mezcla del vapor de agua y  $L_v$  el calor latente de condensación.

Lipps y Hemler (1980) partiendo de (2.10b) y suponiendo que los

coeficientes  $L_v$ ,  $C_w$ ,  $C_{pd}$  y  $R_d$  son constantes, que el vapor de agua y el aire seco se comportan como gases perfectos y que el volumen específico del agua líquida se puede despreciar en la ecuación de Clausius Clapeyron arriban a :

$$C_{pd} d \ln \theta = - (1 + R_v q_{vs} / R_d)^{-1} \times \left\{ L_v dq_{vs} + [C_w q_c + C_{pd} q_{vs} \left( \frac{C_{pv}}{C_{pd}} - R_v \right)] d \ln T \right\} \quad (2.11)$$

La ecuación anterior describe procesos adiabáticos reversibles saturados o no saturados en función de la temperatura  $\theta$ , variable más utilizada en los modelos convectivos. En esta ecuación  $C_{pv}$  es el calor específico del vapor de agua a presión constante y  $R_v$  es la constante de los gases para el vapor de agua.

Comparando el orden de magnitud de los distintos términos en (2.11) Lipps y Hemler (1980), después de una serie de consideraciones, llegan entre otras a la siguiente expresión simplificada de (2.11):

$$C_{pd} d \ln \theta = -(L_v / T) dq_{vs} \quad (2.12)$$

Evalúan el error correspondiente al utilizar (2.12) en lugar de (2.10b) en términos de  $\theta_d$  obteniendo valores de  $\theta_{d(2.12)} - \theta_{d(2.1)}$  del orden de  $0.05^\circ \text{C}$  para temperaturas superiores a  $-10^\circ \text{C}$ . Este resultado, que equivale prácticamente a despreciar el término de calentamiento por el agua líquida  $-C_w q_c d \ln T$ , permite adoptar la expresión (2.12) como ecuación aproximada de procesos adiabáticos reversibles en convección.

Si se incluyen los términos turbulentos y se reemplaza  $q_{vs}$  por  $q_v$ , dado que en ausencia de saturación  $dq_v/dt = 0$ , y se utiliza (2.6) se obtiene:

$$C_{pd} \bar{\pi} \frac{d\bar{\theta}}{dt} = -L_v \frac{d\bar{q}_v}{dt} - C_{pd} \bar{\pi} \nabla \cdot \bar{\mathbf{v}}' \bar{\theta}' \quad (2.13)$$



Si se supone que el flujo turbulento de calor es proporcional al gradiente de  $\Theta$ , es decir:

$$\overline{v' \Theta'} = -K_m \nabla \bar{\Theta} \quad (2.14)$$

resulta

$$C_{pd} \bar{\pi} \frac{d\bar{\Theta}}{dt} + L_v \frac{d\bar{q}_v}{dt} = K_m C_{pd} \bar{\pi} \nabla^2 \bar{\Theta} \quad (2.15a)$$

Dos expresiones alternativas a (2.15a) son utilizadas en el presente trabajo:

$$\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t} + (\bar{\vec{v}} \cdot \nabla) \bar{\phi} = \frac{d \ln \bar{\Theta}}{dt} + \frac{L_v}{C_{pd} T} \frac{d\bar{q}_v}{dt} = K_m \nabla^2 \bar{\phi} \quad (2.15b)$$

y

$$C_{pd} \bar{\pi} \left[ \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial t} + (\bar{\vec{v}} \cdot \nabla) \bar{\Theta} \right] = L_v (\bar{C}_d - \bar{E}) + K_m C_{pd} \bar{\pi} \nabla^2 \bar{\Theta} \quad (2.15c)$$

donde la variable  $\phi$  en (2.15b) se relaciona con la entropía específica  $s$  por la expresión  $s = C_{pd} \phi = C_{pd} \ln \Theta + \frac{L_v}{T} q_v$

En (2.15c) se ha separado el término  $dq_v/dt$  en los dos posibles signos del cambio de fase,  $C_d$  para la condensación y  $E_v$  para la evaporación de gotas de lluvia.

Se conviene en eliminar las barras de la misma manera que se hizo con la ecuación de movimiento, aunque las variables se sigan tomando como sus valores medios temporales.

### 2.2.3 Ecuaciones de continuidad

Las ecuaciones de continuidad que resultan del principio de conservación de la masa para los distintos componentes son las que siguen:

Ecuación de continuidad para el aire húmedo:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (2.16)$$

Ecuación de continuidad para el vapor de agua:

$$\frac{\partial q_v}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) q_v = -C_d + E + K_m \nabla^2 q_v \quad (2.17)$$

Ecuación de continuidad para el agua de nube:

$$\frac{\partial q_c}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) q_c = C_d - A + K_m \nabla^2 q_c \quad (2.18)$$

Ecuación de continuidad para el agua de lluvia:

$$\frac{\partial q_r}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) q_r - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_T q_r) = -E + A \quad (2.19)$$

donde se ha supuesto que existe proporcionalidad entre los flujos turbulentos de las relaciones de mezcla  $q_v$  y  $q_c$  y los correspondientes gradientes a través de las expresiones:

$$\overline{\vec{v}' q_v'} = -K_m \nabla \bar{q}_v \quad (2.20)$$

y

$$\overline{\vec{v}' q_c'} = -K_m \nabla \bar{q}_c \quad (2.21)$$

En (2.19) el término  $-(1/\rho) \partial (\rho v_T q_r) / \partial z$  representa la divergencia vertical del flujo de agua de lluvia debido a la velocidad terminal media relativa  $v_T$  de caída de los hidrometeoros respecto de la corriente ascendente de aire.

El término A en (2.18) y (2.19) representa los efectos de conversión y acreción de gotas de nube y la forma de calcular los términos  $C_d$ , E, A y  $V_T$  se explican en el Capítulo III.

En ausencia de precipitación, una forma alternativa de (2.17) y (2.18) es la siguiente:

$$\frac{\partial q}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla) q = K_m \nabla^2 q \quad (2.22)$$

donde

$$q = q_v + q_l \quad (2.23)$$

siendo q la relación de mezcla del agua total.

Dado que el cálculo de  $C_d = -dq_{vs}/dt$  requiere conocer una expresión para  $q_{vs}$ , se relaciona esta cantidad con la tensión de vapor de saturación  $e_s$ :

$$q_{vs} = \frac{R_d}{R_v} \frac{e_s}{(p - e_s)} \approx \frac{R_d}{R_v} \frac{e_s}{p} \quad (2.24)$$

y

$$e_s = e_{sso} \exp \left[ \frac{L_v}{R_v} \left( \frac{1}{T_{00}} - \frac{1}{T} \right) \right] \quad (2.25)$$

donde  $e_{sso}$  es la tensión de vapor de saturación correspondiente a  $T_{00}$ .

El sistema (2.9), (2.15), (2.16), (2.17), (2.18), (2.19), (2.8), (2.24), (2.25), (2.5) y (2.6) más las expresiones que permiten obtener  $C_d$ , A,  $v_T$  y E forman un sistema cerrado de ecuaciones diferenciales, con respecto a las variables  $\vec{V}$ ,  $\theta$ ,  $\rho$ ,  $q_v$ ,  $q_c$ ,  $q_r$ ,  $\pi$ , T,  $C_d$ , E, A,  $v_T$ , p,  $q_{vs}$  y  $e_s$ .

La integración de este sistema de ecuaciones no resulta trivial. En la sección siguiente y en las subsiguientes se discute la forma de simplificar en forma consistente este sistema hidrotérmico de ecua-

ciones, con el fin de obtener un sistema aproximado, que cumpla con los requerimientos impuestos inicialmente.

### 2.3 ANALISIS DE ESCALA Y APROXIMACION INELASTICA

Los trabajos de Spiegel y Veronis (1960), Ogura y Phillips (1962), Dutton y Fichtl (1969) y el de Lipps y Hemler (1982), se han tomado como referencia en la búsqueda de una metodología que permita obtener un sistema de ecuaciones simplificadas, respecto del sistema completo de ecuaciones, que gobiernen la convección húmeda no profunda. En Núñez y Nicolini (1981) se extiende el análisis de Ogura y Phillips (1962) con el fin de incluir los términos turbulentos, para el caso especial de convección no-profunda seca, con una atmósfera de referencia adiabática y en reposo.

En el presente trabajo se extiende el análisis de escala que realizan Lipps y Hemler (1982) para convección profunda húmeda en escalas menores a la meso  $\beta$  (suponiendo una atmósfera de referencia no isentrópica), a convección no profunda húmeda incluyendo un tratamiento simplificado de los términos turbulentos.

En este párrafo, las primas indican que las respectivas variables son dimensionales.

El sistema de ecuaciones de pronóstico, presentado en el párrafo anterior, que incluye procesos de lluvia caliente con variables de pronóstico  $\vec{v}', \theta', g', q_v, q_c$  y  $q_r$ , se reproduce a continuación:

$$\frac{\partial \vec{v}'}{\partial t'} + (\vec{v}' \cdot \nabla') \vec{v}' = - C_{pd} \theta' (1 + 0.608 q_v) \nabla' \pi - g \vec{k}' (1 + q_c + q_r) + K_M \nabla'^2 \vec{v}'$$

$$C_{pd} \pi \left[ \frac{\partial \theta'}{\partial t'} + (\vec{v}' \cdot \nabla') \theta' \right] = L_v (C_d' - E') + C_{pd} \pi K_M \nabla'^2 \theta'$$

$$\frac{\partial g'}{\partial t'} + \nabla' \cdot (g' \vec{v}') = 0 \quad (2.26a)$$



$$\frac{\partial q_v}{\partial t'} + (\vec{v}' \cdot \nabla') q_v = -C_d' + E' + K_m \nabla'^2 q_v$$

$$\frac{\partial q_c}{\partial t'} + (\vec{v}' \cdot \nabla') q_c = C_d' - A' + K_m \nabla'^2 q_c$$

$$\frac{\partial q_r}{\partial t'} + (\vec{v}' \cdot \nabla') q_r - (1/\rho') \frac{\partial}{\partial z'} (\rho' v_r' q_r) = -E' + A'$$

El sistema que no incluye precipitación con variables de pronóstico  $\vec{v}$ ,  $\phi$  y  $q$  se escribe a continuación:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{v}'}{\partial t'} + (\vec{v}' \cdot \nabla') \vec{v}' = & -C_p \alpha \theta' (1 + 0,608 q_v) \nabla' \pi' \\ & - g \vec{k}' (1 + q_{\ell}) + K_m \nabla'^2 \vec{v}' \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \phi'}{\partial t'} + (\vec{v}' \cdot \nabla') \phi' = K_m \nabla'^2 \phi'$$

(2.26b)

$$\frac{\partial q}{\partial t'} + (\vec{v}' \cdot \nabla') q = K_m \nabla'^2 q$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t'} + \nabla' \cdot (\rho' \vec{v}') = 0$$

Dado que el sistema (2.26a) es más completo que el sistema (2.26b) se discutirá el análisis de escala y el camino que conduce al sistema aproximado sólo para el primero, dando la forma aproximada a la que se arriba a partir de (2.26b).

### 2.3.1 Suposiciones del análisis de escala. Parámetros dimensionales utilizados para adimensionalizar las distintas variables

Los parámetros dimensionales de escala, necesarios para adimensionalizar las variables que intervienen en las ecuaciones, incluyen la velocidad convectiva  $W$  y la escala de longitud  $l$ , en lugar del espesor de la capa convectiva  $d$  y  $\tau$  como hacen Ogura y Phillips (1962).

La escala de longitud  $l$  debe considerarse como la longitud típica (aproximadamente la misma en la horizontal y vertical) de un elemento convectivo o térmica en el interior de una nube y no las dimensiones de la nube misma. La presión de referencia  $P$  se especifica como la presión en superficie en el estado básico y la temperatura potencial de referencia  $\theta_{oo}$  como el valor correspondiente en superficie. Resulta un valor de referencia para la densidad

$$\rho_{oo} = P / (R_d \theta_{oo}) \quad (2.27)$$

Las variables se escriben en su forma adimensional y luego se expanden en series de potencias de los parámetros  $\epsilon$  y  $\delta$ , siendo  $\epsilon$  y  $\delta$  suficientemente pequeños. El parámetro  $\epsilon$  representa una medida de la intensidad de la convección

$$\epsilon = \Delta \theta_c / \theta_{oo} \quad (2.28)$$

donde  $\Delta \theta_c$  es un valor característico del exceso de temperatura potencial en las nubes. Por su parte  $\delta$  es una medida del vapor de agua presente en el entorno de la nube y se define como el valor de  $q_v$  en superficie en el estado básico.

En la expresión en serie de potencias de las distintas variables,

se omiten los términos que no se incluyen en el análisis de escala, resultando:

$$\begin{aligned}
 \rho &= \rho_0(z) + \dots \\
 \vec{v} &= \vec{v}_0(x, z, t) + \dots \\
 T &= T_0(z) + \epsilon T_1(x, z, t) + \dots \\
 \theta &= \theta_0(z) + \delta \theta_\delta(z) + \epsilon \theta_1(x, z, t) + \dots \\
 \pi &= \pi_0(z) + \delta \pi_\delta(z) + \epsilon \pi_1(x, z, t) + \dots \\
 q_v &= \delta q_{v\delta}(z) + \epsilon q_{v1}(x, z, t) + \dots \quad (2.29) \\
 q_c &= \epsilon q_{c1}(x, z, t) + \dots \\
 q_r &= \epsilon q_{r1}(x, z, t) + \dots \\
 C_d &= \epsilon C_{d1}(x, z, t) + \dots \\
 E &= \epsilon E_1(x, z, t) + \dots \\
 A &= \epsilon A_1(x, z, t) + \dots \\
 v_T &= v_{T0}(x, z, t) + \dots
 \end{aligned}$$

En (2.29) las variables del estado básico no-isoentrópico -son

$\rho_0, T_0, \theta_0, \pi_0, \theta_\delta, \pi_\delta$  y  $q_{v\delta}$ .  
 $T_0(z)$  y  $q_{v\delta}(z)$  son observadas o bien se especifican de acuerdo a funciones ideales.

Las demás variables del estado básico se obtienen suponiendo equilibrio hidrostático como parte del análisis de escala.  $\rho_0(z)$  se obtiene a partir de  $T_0, \pi_0$  y la ecuación de estado para el estado básico

$$p_0 = p_0 R_d T_0 (1 + 0,608 \delta q_{vs}) \quad (2.30)$$

Las variables  $\theta_\delta$  y  $\pi_\delta$  constituyen la contribución al estado básico de las respectivas variables debido a que en este estado el aire es húmedo ( $q_{vs} \neq 0$ ). Se han separado de los otros términos del estado básico con la intención de analizar el rol y la magnitud del campo de humedad del entorno en el cálculo de los campos de  $\pi$  y  $\theta$ .

Se hacen las siguientes suposiciones para el análisis de escala de convección profunda:

1) La suposición de que los dos parámetros  $\epsilon$  y  $\delta$  son del mismo orden de magnitud se expresa:

$$\delta = D \epsilon \quad \text{con} \quad D \sim 1 \quad (2.31)$$

con valores típicos para ambos de  $10^{-2}$ .

2) La escala de tiempo  $\tau = 1/w$  se supone igual a la inversa de la frecuencia de Brunt-Väisälä  $N = (g \Delta\theta_r / \theta_{00} d)^{1/2}$  donde  $\Delta\theta_r/d$  es el gradiente de temperatura potencial medio a través del espesor  $d$  de la troposfera en el estado básico.

Resulta para  $\tau$  un valor de aproximadamente 100 segundos.

Del análisis de Ogura y Phillips (1962) esta condición y la anterior implican un filtrado de las ondas acústicas, resultando que el sistema de ecuaciones que se obtiene del presente análisis es inelástico. La ecuación de continuidad en (2.26) se simplifica resultando en su orden principal la misma que la que obtienen Ogura y Phillips (1962) para convección profunda

$$\nabla \cdot (\rho_0 \vec{v}_0) = 0 \quad (2.32)$$

3) Se requiere que en la componente vertical de la ecuación de movimiento el término de aceleración sea del mismo orden que el término de empuje, de orden uno en  $\epsilon$ . Esta suposición conduce a la expresión



$$G = \frac{g \varepsilon l}{w^2} \sim 1 \quad (2.33)$$

y excluye movimientos hidrostáticos.

Interesa determinar valores típicos para  $W$  y  $l$ . Para convección profunda un valor característico de  $W$  es  $16 \text{ m seg}^{-1}$ , mientras que para convección no profunda  $W \approx 5 \text{ m seg}^{-1}$ .

Utilizando (2.33) se obtiene:

$$l_{\text{conv. profunda}} = G w^2 / g \varepsilon = 2,4 \text{ Km}$$

$$l_{\text{conv. no profunda}} = 250 \text{ m}$$

4) La temperatura potencial del estado básico  $\theta_0(z)$  es una función que varía lentamente con  $z$  (este tratamiento excluye zonas estables como la tropopausa).

Específicamente se supone que:

$$w d\theta_0/dz \sim d\theta_1/dt \quad (2.34)$$

donde  $\theta_1$  es la temperatura potencial perturbada.

Puesto que

$$w d\theta_0/dz \sim w \Delta\theta_r/d \quad (2.35)$$

y

$$w d\theta_1/dt \sim \frac{w^2}{l} \Delta\theta_c \quad (2.36)$$

y reemplazando (2.28) en (2.36) se obtiene:

$$\frac{\Delta \theta_r}{\theta_{oo}} \frac{l}{d} = B \epsilon \quad \text{con} \quad B \sim 1 \quad (2.37)$$

5) Se supone para el gradiente de temperatura potencial un valor medio de  $5^\circ / \text{Km}$  en un espesor de 10 Km para convección profunda y de  $3^\circ / \text{Km}$  en un espesor de 3 Km para convección no profunda.

Se define el gradiente adimensional

$$\alpha = \frac{\Delta \theta_r}{\theta_{oo}} \frac{H}{d} \quad (2.38)$$

donde  $H = C_{p_d} \theta_{oo} / g$  es la altura de una atmósfera isoentrópica y es utilizado como escala de longitud para el espesor  $d$  de la tropósfera en el cual se forma la nube.

Dividiendo (2.37) por (2.38) se obtiene la relación:

$$l / H = B \epsilon / \alpha \quad (2.39)$$

A partir de (2.38) y de (2.39) se obtiene para  $\alpha$  un valor de 0.5 y para  $B$  uno de 4 en convección profunda y de 0.3 y 0.25 en convección no profunda, respectivamente, para  $\theta_{oo} = 300^\circ \text{ K}$ . Puede obtenerse el parámetro  $\beta = d / H$  a partir de (2.39):

$$\beta = \frac{B \epsilon}{\alpha} \frac{d}{l} \quad (2.40)$$

donde se observa que  $\beta$  es aproximadamente un orden de magnitud mayor que  $\epsilon$  ( $\beta = 0,1$  para convección no profunda y 0.3 para convección profunda). Es posible entonces para convección no profunda simplificar la ecuación de continuidad en su expresión (2.32) a

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0 \quad (2.41)$$

tal como hacen Ogura y Phillips (1962). Para convección profunda sin embargo es necesario retener la forma (2.32) de la ecuación de continuidad.

6) Se supone que en el estado de equilibrio hidrostático inicial no existen procesos de mezcla turbulenta y se desprecian los efectos de viscosidad y conducción del calor.

### 2.3.2 Obtención del sistema aproximado de ecuaciones para convección profunda.

El sistema de ecuaciones es escrito en forma adimensional y se reemplaza cada una de las variables adimensionales por la correspondiente expansión en serie de potencias, de acuerdo a (2.29).

#### 2.3.2.1 Ecuación de movimiento

La expresión adimensional que se obtiene antes de incluir las expansiones en la ecuación de movimiento es la siguiente:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = - \frac{G}{\varepsilon} \frac{H}{\ell} (1 + 0.608 q_v) \theta \nabla \pi$$

$$- \frac{G}{\varepsilon} \vec{\kappa} (1 + q_c + q_w) + \frac{K_M}{C_p d \theta_{\infty} \tau} \frac{G}{\varepsilon} \frac{H}{\ell} \nabla^2 \vec{v} \quad (2.42)$$

Se encuentra que los términos de empuje y de gradiente de presión principales son inversamente proporcionales a  $\varepsilon$ . El término turbulento resulta ser del mismo orden que el término de gradiente de presión, multiplicado por el parámetro adimensional  $K_M/C_p \theta_{\infty} \tau$ .

Si se limita el rango posible de valores de  $K_M$ , de tal manera que el término turbulento resulte de orden cero en  $\varepsilon$  como los términos que dependen del impulso, los únicos términos de orden menos uno en  $\varepsilon$  resultan ser los dos no turbulentos en el miembro de la derecha de (2.42). Estos términos representan la relación hidrostática del estado básico

$$\frac{d\pi_0}{dz} = - \frac{\ell}{H} \frac{1}{\theta_0} \quad (2.43)$$

Para que el término  $(K_M / C_{pd} \theta_{oo} \tau) (G/\epsilon) (H/l) \nabla^2 \vec{v}$  sea un orden  $\epsilon$  menor que el término de presión, el parámetro  $\frac{K_M}{C_{pd} \theta_{oo} \tau}$ , debe cumplir la relación:

$$\frac{K_M}{C_{pd} \theta_{oo} \tau} = P\epsilon \quad \text{con } P \sim 1 \quad (2.44)$$

Reemplazando los valores de los parámetros que figuran en esta expresión ( $C_{pd} \sim 10^3 \text{ J Kg}^{-1} (\text{°K})^{-1}$ ), (2.44) requiere que :

$$K_M \leq 3 \times 10^5 \text{ m}^2 \text{ seg}^{-1} \quad (2.45)$$

Si se cumple la condición (2.45), el término turbulento se agrupa con los términos del miembro de la izquierda en (2.42), llamando  $K_{M\text{máx}_0} = 3 \times 10^5 \text{ m}^2 \text{ seg}^{-1}$ .

Se obtiene la ecuación de movimiento de orden cero en  $\epsilon$ , al igualar los términos de orden cero en el miembro de la izquierda de (2.42), con los términos de orden uno en  $\epsilon$  en las variables del miembro de la derecha, que hacen de orden cero los términos inversamente proporcionales a  $\epsilon$ . Resulta entonces:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{v}_0}{\partial t} + (\vec{v}_0 \cdot \nabla) \vec{v}_0 - \left( K_M / K_{M\text{máx}_0} \right) \frac{H}{l} G \nabla^2 \vec{v}_0 \\ = - \frac{GH}{l} \theta_0 \nabla \pi_1 + \dot{G} \vec{\kappa} \left[ \frac{\theta_1}{\theta_0} + 0,608 (q_{v1} + D q_{v8}) - q_{c1} - q_{u1} \right] \end{aligned} \quad (2.46)$$

Es importante señalar que dado que  $H/l \sim \epsilon^{-1}$ , los términos turbulento y de gradiente de presión en (2.46), continuarían resultando inversamente proporcionales a  $\epsilon$ . Lipps y Hemler (1982), resuelven el problema respecto al término de gradiente de presión, reemplazando  $H/l$  por la expresión (2.39) y haciendo  $\pi_1 = \epsilon \pi_2$  para que la ecuación (2.46) sea de orden cero en  $\epsilon$  en todos sus términos.

Para que esto se siga cumpliendo, cuando se incluye el término turbulento se debe cumplir:

$$\frac{K_M}{K_{M\text{máx}_0}} = R\epsilon \quad \text{con } R \sim 1 \quad (2.47)$$



lo cual requiere que  $K_M \leq K_{Mm\acute{a}x_0} \times 10^{-2} = 3 \times 10^3 \text{ m}^2 \text{ seg}^{-1}$ .

Si se reemplaza  $H/l$  por la expresión (2.39) en el término turbulento, se denomina  $K_{Mm\acute{a}x}$  a la constante  $3 \times 10^3 \text{ m}^2 \text{ seg}^{-1}$  y se la incluye en la ecuación (2.46), se obtiene:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{v}_0}{\partial t} + (\vec{v}_0 \cdot \nabla) \vec{v}_0 - (K_M/K_{Mm\acute{a}x}) \frac{G\alpha}{B} \nabla^2 \vec{v}_0 \\ = -\frac{G\alpha}{B} \theta_0 \nabla \pi_2 + G \vec{k} \left[ \frac{\theta_1}{\theta_0} + 0,608(q_{v1} + Dq_{v\delta}) - q_{tc1} - q_{\tau1} \right] \end{aligned} \quad (2.48)$$

Una alternativa a (2.47) sería mantener el factor  $(K_M/K_{Mm\acute{a}x_0})$  y hacer  $\vec{v}_0 = \epsilon \vec{v}_1$ , en el caso en que  $K_M$  por las características del problema supere el valor  $3 \times 10^3 \text{ m}^2 \text{ seg}^{-1}$ . En la Tabla 1 de Nuñez y Nicolini (1981), se presentan valores de  $K_M$  que sólo en dos trabajos (Pashtushkov, 1972) superan a  $K_{Mm\acute{a}x}$ , para los cuales se impone esta última alternativa. En este planteo es necesario tener en cuenta que si bien la suposición 6 en 2.3.1 hace que  $\vec{v}_0$  en el término turbulento incluya sólo la componente perturbada, ésto reduce sólo en parte su orden de magnitud, dado que la contribución de los movimientos convectivos puede ser sustancial comparada con el movimiento prevalente en el estado básico.

A continuación se resume la metodología a seguir para la determinación de las variables del estado básico  $\theta_0$ ,  $\pi_0$ ,  $\theta_\delta$  y  $\pi_\delta$ , suponiendo que se especifican  $T_0(z)$  y  $q_{v\delta}(z)$ .

Igualando los términos de orden cero en  $\epsilon$  y  $\delta$  y los de orden uno en  $\delta$  respectivamente en la relación  $T=\pi\theta$  y teniendo en cuenta (2.43) resultan las siguientes relaciones para el estado básico:

$$T_0 = \theta_0 \pi_0 \quad (2.49)$$

$$\frac{d \ln \pi_0}{dz} = -\frac{l}{H} \frac{1}{T_0} \quad (2.50)$$

$$\frac{\theta_\delta}{\theta_0} + \frac{\pi_\delta}{\pi_0} = 0 \quad (2.51)$$

Por otra parte los términos de orden uno en  $\delta$  en la ecuación (2.42) que se encuentran sólo en el término de gradiente de presión, conducen a la relación hidrostática:

$$\frac{d}{dz} \left( \frac{\pi_\delta}{\pi_0} \right) = 0,608 \frac{l}{H} \frac{1}{T_0} q_{vs} \quad (2.52)$$

Puede calcularse  $\pi_0$  a partir de (2.50) con la condición límite  $\pi_0 = 1$  en  $z=0$  conociendo  $T_0(z)$ .  $\theta_0$  puede obtenerse de (2.49) y las variables  $\pi_\delta$  y  $\theta_\delta$  pueden determinarse de (2.51) y de (2.52), conociendo  $q_{vs}(z)$  con la condición límite  $\pi_\delta = 0$  en  $z = 0$ .

Un resultado importante se obtiene de (2.52) dado que  $l/H \sim \epsilon$ . Tanto  $\pi_\delta$  como  $\theta_\delta$  serán de orden  $\epsilon$  por (2.51) y los términos  $\delta\pi_\delta$  y  $\delta\theta_\delta$  en las expansiones (2.29) resultan (teniendo en cuenta la suposición 1 del parágrafo 2.3.1.):

$$\begin{aligned} \delta\pi_\delta &\sim \epsilon^2 \\ \delta\theta_\delta &\sim \epsilon^2 \end{aligned} \quad (2.53)$$

Esto permite simplificar las expansiones (2.29), despreciando las contribuciones en  $\delta$  al estado básico.

Una interesante relación acerca de la dependencia de  $T_1$  respecto de  $\pi_1$ , se obtiene a partir de los resultados anteriores e igualando los términos de orden uno en  $\epsilon$  en la relación  $T = \pi\theta$ .

$$T_1 = \pi_0 \theta_1 + D(\theta_\delta \pi_0 + \theta_0 \pi_\delta) + \theta_0 \pi_1 = \pi_0 \theta_1 \quad (2.54)$$

dado que  $\pi_1 = \epsilon\pi_2$  y tanto  $\theta_\delta$  como  $\pi_\delta$  son de orden  $\epsilon$ .

Esta relación reemplaza la expresión (30) de Ogura y Phillips (1962):  $(T_1/T_0) = \theta_1 + (\pi_1/\pi_0)$ , donde  $T_0$  y  $\pi_0$  representan los valores correspondientes a la atmósfera adiabática de referencia.

De esta manera Lipps y Hemler (1982) resuelven el problema planteado hasta el momento, respecto del cálculo de  $e_s$ , en convección profunda (Ogura y Phillips, 1962; Wilhemson y Ogura, 1972).

Los resultados (2.53) justifican utilizar, en la expresión dimen-

sionada de la ecuación aproximada de movimiento en convección profunda, las variables

$$\pi^* = \pi - (\pi_0 + \delta \pi_\delta) = \varepsilon^2 \pi_2$$

y

$$\theta^* = \theta - (\theta_0 + \delta \theta_\delta)$$

en lugar de  $\pi - \pi_0$  y  $\theta - \theta_0$  y reduce las variables dependientes a ser calculadas en el estado básico a  $\pi_0$  y  $\theta_0$ , utilizando (2.49) y (2.50).

#### 2.3.2.2. Ecuación de energía termodinámica

Se escribe en forma adimensional la ecuación de energía termodinámica incluída en el sistema (2.26a) y se reemplaza cada una de las variables por la expansión en serie de potencias dada en (2.29).

Al igualar los términos de orden uno en  $\varepsilon$  en ambos miembros de la ecuación, es importante no excluir el término  $\pi_0 w_0 d \theta_0 / dz$  que si bien no es explícitamente de orden uno en  $\varepsilon$ , por la suposición 5 del parágrafo 2.3.1. se lo considera del mismo orden que  $\pi_0 d \theta_1 / dt$ . Lipps y Hemler (1982) introducen la variable  $\theta_Z (Z)$  donde  $Z = z' / d$  representa la coordenada vertical, referida a la escala  $d$  en lugar de  $l$ .  $\theta_Z$  está relacionada con  $\theta_0$  a través de:

$$\theta_0 = 1 + \left( \frac{\Delta \theta_T}{\theta_{00}} \right) \theta_Z (Z)$$

Empleando (2.37) se encuentra la siguiente expresión:

$$\pi_0 w_0 \frac{d \theta_0}{dz} = \varepsilon \pi_0 w_0 B d \theta_Z / dz \quad (2.55)$$

Teniendo en cuenta (2.55), utilizando (2.31), (2.52) y (2.53) y la suposición 6 del parágrafo 2.3.1., se obtiene la ecuación de energía termodinámica para convección profunda en su forma adimensional:



$$\pi_0 \left[ \frac{\partial \theta_1}{\partial t} + (\vec{V}_0 \cdot \nabla) \theta_1 + w_0 B \, d\theta_z/dz \right] \\ = \frac{L_v}{C_p d T_{00}} (C_{d1} - E_1) + \frac{G}{B} \alpha \pi_0 \left( \frac{K_M}{K_{M\max}} \right) \nabla^2 \theta_1 \quad (2.56)$$

Aquí se hace la misma discusión respecto al término turbulento que se plantea para la ecuación de movimiento, resultando  $K_{M\max} = 3 \times 10^3 \text{ m}^2 \text{ seg}^{-1}$  el valor máximo de  $K_M$  tal que el factor que multiplica a  $\pi_0 \nabla^2 \theta_1$  no resulte mayor que la unidad. Respecto al factor  $L_v/C_p d T_{00}$  Lipps y Hemler aclaran que, si bien para condiciones atmosféricas típicas su valor es aproximadamente 8,3, en el análisis de escala se lo considera de orden unitario dado que resulta pequeño comparado con  $\epsilon^{-1} \sim 100$ , manteniéndose el término correspondiente en un orden más cercano a uno.

#### 2.3.2.3. Ecuaciones de continuidad de la sustancia agua

Siguiendo un procedimiento similar al empleado en la obtención de las ecuaciones de movimiento y de energía termodinámica, es posible arribar a las ecuaciones sin dimensiones para convección profunda a partir de las ecuaciones de pronóstico de  $q_v$ ,  $q_c$  y  $q_r$  que figuran en (2.26a). Estas son:

$$\frac{\partial q_{v1}}{\partial t} + (\vec{V}_0 \cdot \nabla) q_{v1} + D w_0 \, dq_{v0}/dz = -(C_{d1} - E_1) \\ + \frac{G}{B} \frac{K_M}{K_{M\max}} \nabla^2 q_{v1} \quad (2.57)$$

$$\frac{\partial q_{c1}}{\partial t} + (\vec{V}_0 \cdot \nabla) q_{c1} = C_{d1} - A_1 + \frac{G}{B} \frac{K_M}{K_{M\max}} \nabla^2 q_{c1} \quad (2.58)$$

$$\frac{\partial q_{r1}}{\partial t} + (\vec{V}_0 \cdot \nabla) q_{r1} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 v_{\tau 0} q_{r1}) = -E_1 + A_1 \quad (2.59)$$

Las ecuaciones (2.32), (2.48), (2.56), (2.57), (2.58) y (2.59) integran el sistema aproximado para convección profunda o inelástica, con las suposiciones enunciadas en el párrafo 2.3.1.

### 2.3.3. Obtención del sistema aproximado de ecuaciones para convección no profunda.

Cuando se considera la convección limitada a un espesor de la tropósfera  $d$ , de al menos un orden de magnitud menor que la altura  $H$  de una atmósfera adiabática, el parámetro  $\beta = \frac{d}{H}$  es menor que 1 y es posible expandir a las variables dinámicas y termodinámicas que figuran en las ecuaciones inelásticas, en series de potencias de  $\beta$ . La forma de esta expansión resulta:

$$\begin{aligned}
 \vec{V}_0 &= \vec{V}_{00} + \dots \\
 \theta_0 &= 1 + \beta \theta_{01} + \dots \\
 \rho_0 &= \rho_{00} + \dots \\
 \pi_0 &= 1 + \beta \pi_{01} + \dots \\
 \theta_1 &= \theta_{10} + \dots \\
 \pi_1 &= \pi_{10} + \beta \pi_{11} + \dots \\
 T_1 &= T_{10} + \dots \\
 q_{v1} &= q_{v10} + \dots \\
 q_{c1} &= q_{c10} + \dots \\
 q_{r1} &= q_{r10} + \dots \\
 C_{d1} &= C_{d10} + \dots \\
 E_1 &= E_{10} + \dots \\
 A_1 &= A_{10} + \dots \\
 v_{T1} &= v_{T10} + \dots \\
 \pi_2 &= \pi_{20} + \beta \pi_{21} + \dots
 \end{aligned} \tag{2.60}$$

En la ecuación de movimiento (2.48) todos los términos son de orden cero en  $\beta$ , con excepción del término que depende del gradiente de presión que es inversamente proporcional a  $\beta$ , si se lo escribe en función de  $\nabla \pi_1$ . A partir del término de orden cero en  $\beta$  se obtiene  $\nabla \pi_{10} = 0$ .

Igualando los términos de orden cero en  $\beta$  se obtiene en (2.48):

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \vec{V}_{00}}{\partial t} + (\vec{V}_{00} \cdot \nabla) \vec{V}_{00} - \frac{G \alpha}{B} \frac{K_M}{K_{Mmax}} \nabla^2 \vec{V}_{00} \\
 = - \frac{G d}{l} \nabla \pi_{11} + G \vec{K} \left[ \theta_{10} - 0,608 (q_{v10} + D q_{v8}) - q_{c10} - q_{r10} \right]
 \end{aligned} \tag{2.61a}$$

$$\frac{\partial \vec{v}_{00}}{\partial t} + (\vec{v}_{00} \cdot \nabla) \vec{v}_{00} - (G\alpha/B) (K_M/K_{M\max}) \nabla^2 \vec{v}_{00} \\ = -\frac{G\alpha}{B} \nabla \pi_{20} + G\vec{k} \left[ \theta_{10} - 0,608 (q_{v10} + D q_{vs}) - q_{t10} - q_{r10} \right] \quad (2.61b)$$

A partir de las ecuaciones (2.56) a (2.59) se obtienen en forma similar:

$$\frac{\partial \theta_{10}}{\partial t} + (\vec{v}_{00} \cdot \nabla) \theta_{10} + w_{00} B d\theta_z/dz \\ = \frac{L_v}{C_p d T_{00}} (C_{d10} - E_{10}) + \frac{G\alpha}{B} \frac{K_M}{K_{M\max}} \nabla^2 \theta_{10} \quad (2.62)$$

$$\frac{\partial q_{v10}}{\partial t} + (\vec{v}_{00} \cdot \nabla) q_{v10} + D w_{00} dq_{vs}/dz \\ = - (C_{d1} - E_1) + (G\alpha/B) \cdot (K_M/K_{M\max}) \nabla^2 q_{v10} \quad (2.63)$$

$$\frac{\partial q_{t10}}{\partial t} + (\vec{v}_{00} \cdot \nabla) q_{t10} = C_{d10} - A_{10} + \frac{G\alpha}{B} \left( \frac{K_M}{K_{M\max}} \right) \nabla^2 q_{t10} \quad (2.64)$$

$$\frac{\partial q_{r10}}{\partial t} + (\vec{v}_{00} \cdot \nabla) q_{r10} - \frac{\partial}{\partial z} (v_{T00} q_{r10}) = -E_{10} + A_{10} \quad (2.65)$$

De la relación  $T_0 = \pi_0 \theta_0$  se obtiene:

$$T_{00} = \theta_{00} \quad (2.66)$$

$$\text{y de (2.5) se obtiene } T_{10} = \theta_{10} \quad (2.67)$$

#### 2.3.4 Forma definitiva aproximada de los sistemas de ecuaciones (2.26a) y (2.26b) para convección no profunda.

Por razones de claridad, si bien al comienzo del párrafo 2.3 se había convenido en representar con primas las variables dimensionadas, de ahora en adelante se invierte esta convención.

Las ecuaciones (2.41) y (2.61) a (2.65) representan el sistema aproximado respecto del sistema de ecuaciones (2.26a) sin dimensiones para convección no profunda, conocido como inelástico Boussinesq. Se presenta a continuación el mismo sistema con las variables dimen-

sionadas y expresando la ecuación de movimiento en sus dos componentes  $u$  y  $w$  en  $x$  y  $z$ , respectivamente:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -C_{pd} \theta_{oo} \frac{\partial \pi^*}{\partial x} + K_M \nabla^2 u^* \quad (2.68a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = & -C_{pd} \theta_{oo} \frac{\partial \pi^*}{\partial z} \\ & + g \left[ (\theta^*/\theta_{oo}) + 0,608 q_v - q_c - q_r \right] + K_M \nabla^2 w \end{aligned} \quad (2.68b)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.69)$$

$$\frac{\partial \theta^*}{\partial t} + u \frac{\partial \theta^*}{\partial x} + w \frac{\partial \theta^*}{\partial z} + w \frac{d\theta_o}{dz} = \frac{L_v}{C_{pd} T_{oo}} (C_d - E) + K_M \nabla^2 \theta^* \quad (2.70)$$

$$\frac{\partial q_v^*}{\partial t} + u \frac{\partial q_v^*}{\partial x} + w \frac{\partial q_v^*}{\partial z} + w \frac{dq_{ve}}{dz} = -(C_d - E) + K_M \nabla^2 q_v^* \quad (2.71)$$

$$\frac{\partial q_c}{\partial t} + u \frac{\partial q_c}{\partial x} + w \frac{\partial q_c}{\partial z} = C_d - A + K_M \nabla^2 q_c \quad (2.72)$$

$$\frac{\partial q_r}{\partial t} + u \frac{\partial q_r}{\partial x} + w \frac{\partial q_r}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} (v_r q_r) = -E + A \quad (2.73)$$

El sistema inelástico Boussinesq correspondiente al sistema (2.26b) con las variables dimensionadas está dado por:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -C_{pd} \theta_{oo} \frac{\partial \pi^*}{\partial x} + K_M \nabla^2 u^* \quad (2.74)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = & -C_{pd} \theta_{oo} \frac{\partial \pi^*}{\partial z} \\ & + g \left[ (\theta^*/\theta_{oo}) + 0,608 q_v - q_{rl} \right] + K_M \nabla^2 w \end{aligned} \quad (2.75)$$



$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.76)$$

$$\frac{\partial \phi^*}{\partial t} + u \frac{\partial \phi^*}{\partial x} + w \frac{\partial \phi^*}{\partial z} + w \frac{d\phi_0}{dz} = K_M \nabla^2 \phi^* \quad (2.77)$$

$$\frac{\partial q^*}{\partial t} + u \frac{\partial q^*}{\partial x} + w \frac{\partial q^*}{\partial z} + w \frac{dq_{ve}}{dz} = K_M \nabla^2 q^* \quad (2.78)$$

donde

$$q_{ve} = \delta q_{vs}$$

$$\phi^* \approx \frac{\theta^*}{\theta_{00}} + \frac{L_v}{C_p d T_{00}} q_v^*$$

$$\phi_0 \approx (\theta_0 / \theta_{00}) + (L_v / C_p d T_{00}) q_{ve} \quad (2.79)$$

$$\pi^* = \pi - (\pi_0 + \delta \pi_s) \approx \pi - \pi_0 = \varepsilon^2 \pi_2$$

$$\theta^* = \theta - (\theta_0 + \delta \theta_s) \approx \theta - \theta_0$$

$$q_v^* = q_v - q_{ve}$$

$$u^* = u - u_0(z)$$

Las diferencias entre el sistema de ecuaciones (2.74) a (2.78) con el dado por Ogura y Phillips (1962) para convección húmeda no profunda, reside en que el primero incluye términos turbulentos y un término de empuje  $0.608 g q_v \vec{k}$  que el segundo no considera. Este término es analizado por Orville (1965), quien justifica la necesidad de su inclusión dado su orden de magnitud, comparado con el término de empuje  $g (\theta^* / \theta_{00}) \vec{k}$ .

También difieren en el significado de las perturbaciones en la temperatura potencial  $\theta^*$  y en la presión adimensional  $\pi^*$ , que en el análisis de Ogura y Phillips representan desviaciones respecto de una atmósfera adiabática seca, mientras que en el presente trabajo coinciden con las expresiones (2.79).

En el presente trabajo se prescriben las variables del estado básico  $T_0(z)$  y  $HR_e(z)$  donde esta última es la humedad relativa.

Para definir el estado básico a partir de las variables conocidas



$T_0$  y  $HR_e$ , es necesario resolver el siguiente sistema para las variables  $\pi_0$ ,  $q_{vse}$ ,  $\theta_0$ ,  $p_0$ ,  $q_{ve}$  y  $p_0$ .

La expresión (2.50) con dimensiones resulta:

$$\frac{d \ln \pi_0}{dz} = - g / (c_{pd} T_0)$$

Asimismo:

$$\theta_0 = \pi_0 / T_0$$

$$\pi_0 = (p_0 / P)^{R_d / c_{pd}}$$

$$q_{vse} \approx \frac{R_d}{R_v} \cdot \frac{e_{sso}}{p_0} \exp \left[ \frac{L_v}{R_v T_{so}} \left( \frac{T_0 - T_{so}}{T_0} \right) \right] \quad (2.80)$$

$$q_{ve} = q_{vse} HR_e$$

$$p_0 = p_0 / [R_d T_0 (1 + 0.608 q_{ve})]$$

Se obtiene para el caso de  $d T_0 / dz = -\gamma = \text{constante}$ , las siguientes expresiones para  $\pi_0$ ,  $\theta_0$  y  $p_0$ :

$$\pi_0(z) = (T_0(z) / \theta_{so})^{g / (c_{pd} \gamma)}$$

$$\theta_0(z) = \theta_{so}^{g / (c_{pd} \gamma)} T_0^{1 - g / (c_{pd} \gamma)} \quad (2.81)$$

$$p_0(z) = P \left[ T_0(z) / \theta_{so} \right]^{g / (R_d \gamma)}$$

La expresión para  $e_s(T)$  se obtiene en forma similar a la presentada por Ogura y Phillips (1962), a partir de la ecuación de Clausius-Clapeyron integrada entre un estado básico a temperatura  $T_0$  y un estado a temperatura  $T$  en lugar de lo realizado en (2.25). Luego se expande  $T$  en una serie de potencias de  $\epsilon$  y se reemplaza la variable  $T$

expandida en:

$$e_s(T) = e_s(T_0) \exp \left[ \frac{L_v}{R_v T_0} \frac{(T - T_0)}{T} \right]$$

con

$$e_s(T_0) = e_{sso} \exp \left[ \frac{L_v}{R_v T_{00}} \frac{(T_0 - T_{00})}{T_0} \right]$$

obteniéndose:

$$e_s(T) = e_s(T_0) \left\{ \exp \left[ \frac{L_v}{R_v T_0} \frac{T_1 \varepsilon}{T_0} \right] + O(\varepsilon^2) \right\}$$

Si se truncan en la serie los términos de orden superior a  $\varepsilon$  y se reemplazan en  $\varepsilon T_1/T_0$  las relaciones dadas en (2.54) y (2.80), se obtiene:  $\varepsilon T_1/T_0 = \varepsilon \theta_1/\theta_0$ , y si además se desarrolla en serie de potencias de  $\beta$ , el cociente  $\theta_1/\theta_0$  se convierte en  $\theta_{10}/\theta_{00}$  con lo cual

$$e_s(T) = e_s(T_0) \exp \left[ \frac{L_v}{R_v T_0} \frac{\theta^*}{\theta_{00}} \right] \quad (2.82)$$

La expresión para  $q_{vs}$ , despreciando términos de mayor orden que  $\varepsilon$ , se obtiene a partir de (2.24) y (2.80):

$$\begin{aligned} q_{vs} &= \frac{R_d}{R_v p_0} e_s(T_0) \exp \left[ \frac{L_v}{R_v T_0} \frac{\theta^*}{\theta_{00}} \right] \\ &= q_{vse} \exp \left[ \frac{L_v}{R_v T_0} \frac{\theta^*}{\theta_{00}} \right] \end{aligned} \quad (2.83)$$

donde se omiten en el denominador términos de la variable  $p$  de mayor orden en  $\varepsilon$  que  $p_0$ .

Numerosos autores (Ogura, 1963; Asai, 1964; Hane, 1973; Nuñez, 1977; Orville y Kopp, 1977) que limitan el movimiento a un plano vertical y emplean el sistema inelástico de ecuaciones, como en el presente trabajo, utilizan en lugar de la ecuación de movimiento, la ecuación de la componente de la vorticidad  $\eta$  normal al plano de movimiento y la ecuación de la función corriente  $\Psi_T$  que la relaciona con

$\eta$ :

$$\eta = \nabla^2 \psi_T = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \quad (2.84)$$

Las ecuaciones (2.68a) y (2.68b) juntamente con (2.69) permiten derivar la ecuación de vorticidad:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + u \frac{\partial \eta}{\partial x} + w \frac{\partial \eta}{\partial z} = -g \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{\theta^*}{\theta_{00}} + 0,608 \dot{q}_v \right. \\ \left. - \dot{q}_c - \dot{q}_r \right] + K_M \nabla^2 \eta^* \quad (2.85)$$

donde  $\eta^* = \eta - \partial u_0(z)/\partial z$

También la función corriente  $\psi_T$  se relaciona con  $u$  y  $w$ :

$$u = \frac{\partial \psi_T}{\partial z} \quad (2.86)$$

$$w = -\frac{\partial \psi_T}{\partial x} \quad (2.87)$$

Si se utilizan estas dos relaciones, la definición matemática del Jacobiano de las funciones  $\psi_T$  y  $\xi$ .

$$J(\psi_T, \xi) = \frac{\partial \psi_T}{\partial x} \frac{\partial \xi}{\partial z} - \frac{\partial \psi_T}{\partial z} \frac{\partial \xi}{\partial x} \quad (2.88)$$

y se denomina  $B$  al término de empuje total.

Es posible reescribir en forma simplificada los sistemas de ecuaciones (2.68a) a (2.73) y (2.74) a (2.78).

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = J(\psi_T, \eta) - \frac{\partial B}{\partial x} + K_M \nabla^2 \eta^* \quad (2.89)$$

$$\frac{\partial \theta^*}{\partial t} = J(\psi_T, \theta^*) - w \frac{d\theta_0}{dz} + \frac{L_v}{C_{pd}} (C_d - E) + K_M \nabla^2 \theta^* \quad (2.90)$$

$$\frac{\partial q_v^*}{\partial t} = J(\psi_r, q_v^*) - w \frac{dq_{ve}}{dz} - (C_d - E) + K_m \nabla^2 q_v^* \quad (2.91)$$

$$\frac{\partial q_c}{\partial t} = J(\psi_r, q_c) + C_d - A + K_m \nabla^2 q_c \quad (2.92)$$

$$\frac{\partial q_r}{\partial t} = J(\psi_r, q_r) + \frac{\partial}{\partial z} (v_r q_r) - E + A \quad (2.93)$$

y

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = J(\psi_r, \eta) - \frac{\partial B}{\partial x} + K_m \nabla^2 \eta^* \quad (2.94)$$

$$\frac{\partial \phi^*}{\partial t} = J(\psi_r, \phi^*) - w \frac{d\phi_0}{dz} + K_m \nabla^2 \phi^* \quad (2.95)$$

$$\frac{\partial q^*}{\partial t} = J(\psi_r, q^*) - w \frac{dq_{ve}}{dz} + K_m \nabla^2 q^* \quad (2.96)$$

Los sistemas (2.84), (2.89) a (2.93) y (2.84), (2.94) a (2.96) son cerrados respecto a las variables  $\eta, \psi, \theta^*, q_v^*, q_c, q_r$  y  $\eta, \psi, \phi^*, q^*$  respectivamente, si es posible encontrar relaciones entre las variables mencionadas y  $C_d, E, A$  y  $V_T$  y en (2.94)

$$B = g \left[ \frac{\theta^*}{\theta_{00}} + 1,608 q_v - q \right] \quad (2.97)$$

se considera  $q_v = q$  cuando el aire no está saturado y

$$q_v = q - q_e \quad (2.98)$$

obteniéndose  $q_e$  a partir de la diferencia  $q_v - q_{vs}$ , cuando en cambio el aire se encuentra saturado.

## 2.4 MODELO NUMERICO

Un modelo de nube es un conjunto de ecuaciones que gobiernan los procesos microfísicos, termodinámicos y dinámicos que operan en forma no lineal en la nube y en el aire que la circunda, como funciones del espacio y del tiempo. Como señalan Orville y Kopp (1977), el rango posible de escalas en los procesos microfísicos, va desde dimensiones inferiores al micrón en los núcleos de condensación a varios centímetros de diámetro en granizos. Por su parte la dinámica de la convección abarca escalas que van desde el milímetro en capas límites (en las cuales el vapor de agua y el calor son transferidos "molecularmente" a la atmósfera) hasta escalas de 100 Km., en las perturbaciones de mesoescala, que mantienen las tormentas severas. Se encuentra entonces un rango de  $10^7$  a  $10^8$  tanto en la microfísica como en la dinámica de nubes. De ahí que los científicos se limitan a estudiar una parte del problema, enfocando aquellos aspectos que resultan de mayor interés de acuerdo a la aplicación que se quiera dar al modelo.

Dado que el propósito del presente trabajo es aplicar el modelo desarrollado a un aspecto dinámico de la convección, el mayor énfasis está dado en la dinámica, mientras que tanto la turbulencia como la microfísica se parametrizan en forma más simplificada. Los estudios que se incluyen abarcan una parte sustancial del problema de convección en nubes, en una escala intermedia respecto del rango mencionado. La escala convectiva resuelta por el modelo se ubica entre los 200 m y los 6 Km (en la mayoría de los experimentos realizados) mientras que las escalas menores a los 200 metros, consideradas turbulentas, se parametrizan.

Con el fin de describir en distintos tiempos los campos espaciales de las distintas variables, en dos dimensiones en una región dada, se recurre a un modelo euleriano.

Es necesario entonces resolver un sistema de ecuaciones diferenciales en derivadas parciales tal como el (2.84) y (2.94 a 2.98), derivado en el párrafo anterior, con determinadas condiciones de contorno e iniciales. Este sistema incluye ecuaciones de diagnóstico en las variables  $\Psi$ ,  $q_v$ , y  $q_\ell$  y ecuaciones de pronóstico en las variables  $\eta$ ,  $\phi^*$  y  $q^*$ .

Dado que este sistema es no lineal, no existen para el mismo soluciones analíticas, debiendo utilizarse métodos numéricos. El problema consiste en resolver un sistema discretizado de ecuaciones en una dada región, con el fin de encontrar la solución en puntos de un retículo o malla superpuesta a dicha región. A continuación se describen e intentan fundamentarse las distintas componentes del modelo convectivo de nube propuesto.

#### 2.4.1. Parametrización de la turbulencia

La suposición básica 6 del parágrafo 2.1. formula la hipótesis de cierre del sistema básico inicial, utilizando un mismo coeficiente para el intercambio turbulento de la cantidad de movimiento, del calor y de la sustancia agua en sus distintas categorías, respectivamente. Dicho coeficiente se ha supuesto constante en el espacio y en el tiempo en los sistemas (2.26a) y (2.26b).

En un paso posterior se han incluido los términos turbulentos en el análisis de escala que conduce al sistema aproximado inelástico Boussinesq: (2.84), (2.89) a (2.93), o bien al sistema (2.84), (2.94) a (2.96).

Por último la suposición básica 7 significa igualar en el sistema de ecuaciones, los términos de intercambio turbulento con los términos (similares a tensiones de Reynolds) que resultan del promedio espacial. Estos términos representan la contribución de los movimientos de escalas menores a la del retículo utilizado en la discretización de dicho sistema. Esta suposición implica entonces una restricción de la acción de la turbulencia a dichas escalas menores.

Se han consultado los antecedentes relativos al empleo de un coeficiente de viscosidad turbulenta  $K_M$  constante en modelos de convección atmosférica. Ogura (1963) utiliza la ley empírica de Richardson

$$K_{M(m^2 \text{seg}^{-1})} = 0,2 \times 10^{-4/3} \ell^{4/3}$$



donde  $\ell$  es la escala horizontal de movimiento. Hace coincidir el valor de  $\ell$  con la longitud del retículo ( $\Delta$ ). Obtiene valores de  $K_M = 4 \text{ m}^2 \text{ seg}^{-1}$  para valores de  $\Delta = 100 \text{ m}$ . Las observaciones disponibles relativas a la velocidad de disipación de la energía cinética turbulenta  $\epsilon_r$  en nubes convectivas de poco desarrollo y la existencia de una relación entre  $K_M$  y  $\epsilon_r$  permiten inferir que  $K_M$  puede alcanzar valores que superan hasta en dos ordenes de magnitud el que se obtiene a partir de la ley de Richardson. Este argumento conduce a Ogura (1963) a utilizar valores de  $K_M = 40 \text{ m}^2 \text{ seg}^{-1}$ , en algunos experimentos.

Por otra parte Asai (1964), Orville (1965, 1968), Murray y Koenig (1972) utilizan valores que oscilan entre 4 y  $100 \text{ m}^2 \text{ seg}^{-1}$ . Otros antecedentes pueden encontrarse en Nuñez y Nicolini (1981). En el presente trabajo, dado que la longitud de malla varía alrededor del valor utilizado por Ogura (1963), se han adoptado valores para  $K_M$  que varían entre 4 y  $40 \text{ m}^2 \text{ seg}^{-1}$ .

#### 2.4.2. Parametrización de la microfísica.

La parametrización de la microfísica depende del sistema aproximado de ecuaciones que se utilice.

Si se emplea el sistema (2.84), (2.94) a (2.96), la determinación de  $\theta$ ,  $q_v$  y  $q_\ell$ , al no ser variables de pronóstico, se realiza indirectamente de acuerdo al método propuesto por Ogura (1963).

De acuerdo a este método, primero se aproxima la ecuación (2.83) que relaciona  $q_{vs}$  con  $\theta^*$ , resultando

$$q_{vs} = q_{vse} \left[ 1 + \frac{L_v \theta^*}{R_v \theta_{oo}^2} + \frac{1}{2} \left( \frac{L_v}{R_v \theta_{oo}^2} \right)^2 \theta^{*2} \right] \quad (2.99)$$

Si en la expresión para  $\phi^*$  en (2.79), suponiendo aire saturado, se despeja  $q_{vs}^*$  y se incluye en (2.99), se obtiene una ecuación de segundo orden en  $\theta_s^*$  cuya solución es:

$$\theta_s^* = f_1^{-1} \left\{ -f_2 + \left[ f_2^2 + f_1 \phi^* \right]^{1/2} \right\} \quad (2.100a)$$

donde

$$f_1(z) = L_v^3 q_{vse}(z) / (2 R_v^2 C_{pd} \theta_{oo}^5)$$

$$f_2(z) = \frac{1}{2 \theta_{oo}} + \frac{L_v^2 q_{vse}(z)}{2 C_{pd} \theta_{oo}^3 R_v}$$

Si en cambio el aire no está saturado se verifica  $q^* \equiv q_v^*$  y despejando  $\theta_{no\ sat.}^*$  de la expresión (2.79), se tiene:

$$\theta_{ns}^* = \theta_{oo} \phi^* - \frac{L_v \theta_{oo} q^*}{C_{pd} T_{oo}} \quad (2.100b)$$

La relación (2.79) permite inferir que para un mismo valor de  $\phi^*$ , cuando el aire está saturado, la condensación reduce el valor de  $q_v^*$  resultando entonces  $\theta_s^*$  mayor que el valor que le corresponde cuando el aire no está saturado.

Por lo tanto el cálculo de  $\theta_s^*$  y de  $\theta_{ns}^*$  a partir de (2.100a) y de (2.100b) respectivamente y su comparación permiten decidir si el aire está o no saturado. Resulta entonces:

$$\theta^* = \theta_s^*$$

$$q_v^* = q_{vs}^* \quad \text{si el aire está saturado} \quad (2.101)$$

$$q_\ell = q^* - q_{vs}^*$$

mientras que:

$$\theta^* = \theta_{ns}^*$$

$$q_v^* = q^* \quad \text{si el aire no está saturado} \quad (2.102)$$

$$q_\ell = 0$$

Si se utiliza el sistema (2.84), (2.89) a (2.93) es necesario determinar  $C_d$ ,  $A$ ,  $E$  y  $v_T$ .

El cálculo de  $C_d$  se realiza de acuerdo al método utilizado por Takeda (1971) y por Lipps (1977).



Cuando el aire está saturado la velocidad de condensación  $C_d$  se calcula a partir de:

$$C_d = \frac{\partial q_{va}}{\partial t} - \frac{\partial q_{vs}}{\partial t} \quad (2.103)$$

donde  $\partial q_{va}/\partial t$  representa la variación local de  $q_v$  por los términos advectivos y turbulentos exclusivamente.

Las expresiones para las derivadas locales que aparecen en (2.103) son:

$$\frac{\partial q_{va}}{\partial t} = J(\psi_T, q_v) + K_m \nabla^2 q_v^* \quad (2.104)$$

$$\frac{\partial q_{vs}}{\partial t} \approx \frac{L_v}{R_v T_o} \frac{q_{vs}}{\theta_{oo}} \frac{\partial \theta^*}{\partial t} \quad (2.105)$$

Reemplazando (2.105) y (2.103) en (2.90) y resolviendo para  $\frac{\partial \theta^*}{\partial t}$ , se obtiene:

$$\frac{\partial \theta^*}{\partial t} = \frac{J(\psi_T, \theta^*) - w d\theta/dz + \frac{L_v \theta_{oo}}{C_{pd} T_{oo}} \frac{\partial q_{va}}{\partial t} + K_m \nabla^2 \theta^*}{1 + (L_v^2 q_{vs} / C_{pd} R_v T_o \theta_{oo})} \quad (2.106)$$

El cálculo se realiza en el siguiente orden. Primero se obtiene  $\partial q_{va}/\partial t$  de (2.104), luego  $\partial \theta^*/\partial t$  y  $\partial q_{vs}/\partial t$  se determinan a partir de (2.106) y (2.105), respectivamente.

Por último  $C_d$  se evalúa a partir de (2.103).  $C_d$  positivo indica condensación, mientras que valores negativos significan evaporación de agua de nube.

Cuando el aire no está saturado al comienzo del paso de integración, se modifica la ecuación (2.103) de acuerdo a la explicación que se da en el apartado 2.4.4., donde se describen los esquemas de diferencias finitas que se emplean en el modelo convectivo.

La determinación de  $V_T$ , la velocidad terminal relativa media de caída de los hidrometeoros, sigue al tratamiento propuesto por Liu y Orville (1969). Estos autores definen la velocidad  $V_T$  como:

$$V_T = \frac{\int_0^{\infty} q_r^D v_D dD}{\int_0^{\infty} q_r^D dD} = \frac{\int_0^{\infty} q_r^D v_D dD}{q_r} \quad (2.107)$$

donde  $q_r^D$  es la relación de mezcla del agua precipitante en el intervalo de diámetros de gotas comprendido entre  $D$  y  $D + dD$  y  $v_D$  es la velocidad terminal relativa de una gota individual que se supone sigue la ley:

$$v_D = a (D / D_r)^b \quad (2.108)$$

siendo  $a$  y  $b$  constantes empíricas y  $D_r$  un diámetro de referencia.

Con el fin de resolver la integral en (2.107), se supone que la distribución de tamaños de gotas de lluvia sigue una función exponencial del tipo propuesto por Marshall y Palmer (1948):

$$N = N_0 e^{-\lambda D} \quad (2.109)$$

donde  $N$  es el número de gotas de lluvia por unidad de masa y unidad de intervalo  $dD$  y  $N_0$  y  $\lambda$  son parámetros de la distribución.  $N_0$  no se supone constante. Resulta:

$$q_r^D = \frac{\pi}{6} S_w D^3 N = \frac{\pi}{6} S_w N_0 e^{-\lambda D} D^3 \quad (2.110)$$

Se verifica fácilmente que  $q_r = \int_0^{\infty} q_r^D dD$  resulta igual a:

$$q_r = \frac{\pi S_w N_0}{\lambda^4}$$

de donde despejando  $\lambda$ , queda:

$$\lambda = \left[ \frac{\pi S_w N_0}{q_r} \right]^{1/4} \quad (2.111)$$

Reemplazando (2.108) y (2.110) en (2.107) y resolviendo la inte-

gral se obtiene la expresión:

$$V_T = \left( \frac{\pi}{6} \frac{S_w a}{D_r^b} \Gamma(4+b) \right) \frac{N_0}{q_r \lambda^{4+b}}$$

en la cual es posible introducir (2.111) de tal forma que:

$$V_T = \left\{ \frac{(\pi S_w)^{-b/4} a}{6 D_r^b} \Gamma(4+b) \right\} \frac{N_0^{-b/4}}{q_r^{-b/4}} \quad (2.112)$$

es la relación  $V_T = f(q_r)$  buscada, una vez que se especifican las constantes y  $N_0(q_r)$ .

El cálculo de  $A$ , la conversión total de  $q_c$  en  $q_r$ , en las ecuaciones (2.92) y (2.93) incluye dos contribuciones tal que:

$$A = A_c + A_a \quad (2.113)$$

donde  $A_c$  y  $A_a$  representan la conversión de agua de nube en agua de lluvia por acreción y por autoconversión.

En la determinación del término  $A_c$  se sigue a Liu y Orville (1969) mientras que la autoconversión  $A_a$  se evalúa de acuerdo a Kessler (1969).

La contribución a  $\partial q_r / \partial t$  por la captura de gotas de nube se expresa como:

$$A_c = \int_0^{\infty} N (\delta M / \delta t)_c dD \quad (2.114)$$

$$\text{donde } (\delta M / \delta t)_c = \frac{\rho_d q_c \pi D^2 v_D E_c}{4} \quad (2.115)$$

representa la velocidad de crecimiento de una gota de lluvia que actúa como colectora de gotas de nube, siendo  $E_c$  la eficiencia de colección y  $\rho_d$  la densidad del aire seco. Esta última se reemplaza por  $\rho_{00}$ , para ser coherente con la aproximación inelástica Boussinesq.

Sustituyendo (2.108) en (2.115) y esta última juntamente con (2.109) en (2.114), se obtiene después de resolver la integral y reemplazar  $\lambda$  por (2.111):

$$A_c = \left( \frac{\pi \rho_{oo} a \Gamma(3+b)}{4 D_{rz}^b (\pi \rho_w)^{\frac{3+b}{4}}} E_c \right) N_o^{1-\frac{b}{4}} q_{rc} q_{rc}^{\frac{3+b}{4}} \quad (2.116)$$

En cuanto a la contribución a  $\partial q_r / \partial t$  por la autoconversión de gotas de nube a gotas de lluvia, Kessler (1969) parametriza este proceso de acuerdo a:

$$A_a = k_1 (q_c - k_2) \quad (2.117)$$

con  $k_1 > 0$  cuando  $q_c \geq k_2$

$k_1 = 0$  cuando  $q_c < k_2$

donde  $k_2$  representa el valor umbral de la relación de mezcla del agua de nube, tal que una vez que se supera tiene lugar la conversión de la categoría nube a lluvia y  $k_1$  es la velocidad de autoconversión.

Por último, la evaporación de gotas de lluvia

$$E = \int_0^{\infty} N (\delta M / \delta t)_E dD \quad (2.118)$$

se parametriza según el tratamiento seguido por Kessler (1969), quien arriba a la siguiente expresión semiempírica, para la velocidad de cambio de masa de una gota de lluvia que cae libremente en aire no saturado:

$$\left( \frac{\delta M}{\delta t} \right)_E = k_3 (q_{vs} - q_v) \rho_{oo} D^{8/5} \quad (2.119)$$

donde  $k_3$  es una constante que se obtiene experimentalmente.

Reemplazando (2.109) y (2.119) en (2.118) se obtiene después de integrar y reemplazar  $\lambda$  por (2.111):

$$E = \left\{ \frac{k_3 \rho_{oo}}{(\pi \rho_w)^{13/20}} \Gamma(13/5) \right\} N_o^{(1-13/20)} q_{rc}^{13/20} \times (q_{vs} - q_v) \quad \text{si } q_v < q_{vs}$$

y

$$E = 0 \quad \text{si } q_v \geq q_{vs} \quad (2.120)$$



En el parágrafo 3.2.1. al evaluar el modelo, se especifica una expresión experimental  $N_0 = N_0(q_r)$  obtenida a partir de información de radar para un conjunto de nubes convectivas, que permite determinar relaciones para  $V_T$ ,  $A_c$  y  $E$  de la forma:

$$\begin{aligned} V_T &= B_1 (\rho_{oo} q_r)^{A_1} \\ A_c &= B_2 q_c (\rho_{oo} q_r)^{A_2} \\ E &= B_3 (q_{vs} - q_v) (\rho_{oo} q_r)^{A_3} \end{aligned} \quad (2.121)$$

#### 2.4.3. Dominio de resolución y estructura del retículo utilizado.

La región bidimensional de resolución está contenida en el plano  $x, z$ , con una extensión horizontal de 6Km y vertical de 3Km (Fig. 6).

Sobre dicha región se superpone un reticulado uniforme, en el que cada retículo tiene una longitud de 100 m tanto en la dirección  $x$  como en la dirección  $z$ .

Una variable  $\xi$  arbitraria sobre el reticulado, en lugar de representarse como una función continua  $\xi(x, z)$ , se puede representar por una matriz bidimensional  $\xi(i, j)$  donde los índices  $i$  y  $j$  varían desde 1 hasta  $NI = 61$  para  $i$  y desde 1 hasta  $NJ = 31$  para  $j$ , cuando se consideran condiciones periódicas en los bordes laterales. Cuando dichas condiciones se suponen reflectivas,  $i$  varía entre 1 y  $NI = 31$ . Se conviene en que  $(i, j) \equiv (1, 1)$  es el punto ubicado en la esquina inferior izquierda, mientras que el punto  $(i, j) \equiv (NI, NJ)$  está ubicado en la esquina superior derecha del retículo.

En aquellos experimentos numéricos con atmósfera de referencia en reposo y en los que se supone condiciones reflectivas en los bordes laterales, tanto las variables dinámicas como las termodinámicas y las de humedad, se evalúan en los mismos puntos del reticulado. Se ha supuesto en estos casos que el movimiento presenta simetría rectilínea respecto del eje vertical que divide al recinto en dos semiplanos verticales iguales. Se limita entonces la integración numérica del sistema de ecuaciones, a uno de los semiplanos que se toma como dominio de integración. Para los casos de flujo inicial en el entorno, se recurre a un esquema de malla desfasada en el espacio, tal como se muestra en la Fig. 6, que

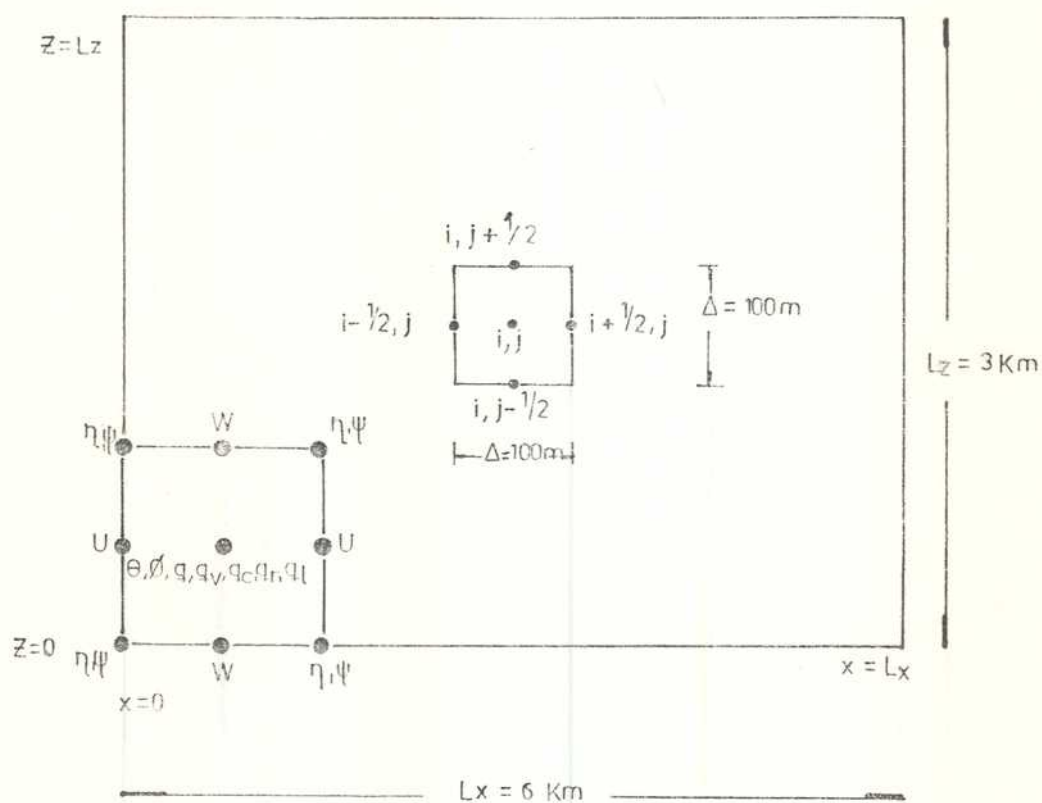


Fig. 6: Dominio de integración y disposición de las distintas variables en el retículo de malla desfasada, utilizada en la integración numérica, para condiciones laterales periódicas.

ha sido descripto y utilizado por distintos autores (Harlow y Welch, 1965; Lilly, 1965; Asai, 1964; Kon, 1978). En este esquema todas las variables termodinámicas y las de la sustancia agua son evaluadas en el centro del retículo,  $w$  en el centro del lado orientado en la dirección  $x$ ,  $u$  en el centro del lado orientado en la dirección  $z$  y tanto  $\Psi$  como  $\eta$  se obtienen en los cuatro extremos del retículo. Esta disposición hace coincidir el borde superior e inferior del recinto, con niveles en los cuales se evalúan  $w$ ,  $\eta$  y  $\Psi$  y los bordes laterales con líneas sobre las cuales se ubican los puntos donde se evalúan  $u$ ,  $\eta$  y  $\Psi$ . Se analiza en 2.4.4. la ventaja de utilizar un esquema de malla desfasada, en lugar de la común.

#### 2.4.4. Representación del sistema de ecuaciones en diferencias finitas.

En la elección de los esquemas de diferencias finitas a utilizar en un modelo, es necesario equilibrar las ventajas relativas de aquellos procedimientos que reducen el número de cálculos, respecto de alternativas que pueden reducir la cantidad de datos almacenados en cada punto del reticulado. En este sentido la elección de una estructura de malla y la selección del esquema de diferencias finitas en el tiempo, son particularmente importantes.

El esquema adoptado de diferenciación en el tiempo, es el centrado ("leap-frog") de segundo orden en exactitud. Si bien requiere almacenar dos niveles de tiempo para cada variable de pronóstico ( $t$  y  $t-\Delta t$ ), lo cual significa un mayor espacio de memoria que la que exigen otros esquemas, esta limitación es más que compensada por la eficiencia computacional (realiza un solo paso de cálculo por cada paso de tiempo de integración) y por la ausencia de amplificación computacional en la solución. La separación de las soluciones que se presenta, al utilizar este esquema es un problema que tiene solución. Con el fin de remover cualquier tendencia a una separación en los pasos de tiempo pares respecto de los impares, se ha incorporado para su uso eventual un esquema iterativo propuesto por Matsuno (1966), conocido como "Euler-backward", cada un número prefijado de pasos de tiempo. Sin embargo no ha sido necesario su empleo en los experimentos realizados hasta el momento.

El término advectivo en la ecuación de vorticidad (2.94), se resuelve mediante el esquema de 9 puntos propuesto por Arakawa (1966), conocido como Jacobiano de Arakawa, cuya expresión para las variables  $\Psi$  y  $\eta$  es la siguiente:

$$\begin{aligned} J_A(\Psi, \eta) = \frac{1}{3} \left\{ \delta_{2x} \Psi_{i,j} \delta_{2z} \eta_{i,j} - \delta_{2x} \eta_{i,j} \delta_{2x} \Psi_{i,j} + \frac{1}{2\Delta} [ \eta_{i,j+1} \delta_{2x} \Psi_{i,j+1} \right. \\ \left. - \eta_{i,j-1} \delta_{2x} \Psi_{i,j-1} - \eta_{i+1,j} \delta_{2z} \Psi_{i+1,j} + \eta_{i-1,j} \delta_{2z} \Psi_{i-1,j} ] \right. \\ \left. + \frac{1}{2\Delta} \Psi_{i+1,j} \delta_{2z} \eta_{i+1,j} - \Psi_{i-1,j} \delta_{2z} \eta_{i-1,j} \right. \\ \left. - \Psi_{i,j+1} \delta_{2x} \eta_{i,j+1} + \Psi_{i,j-1} \delta_{2x} \eta_{i,j-1} \right\} \quad (2.122) \end{aligned}$$

donde

$$\delta_{nx} \alpha_{i,j} = (\alpha(i+1,j) - \alpha(i-1,j)) / n\Delta$$

y

$$\delta_{nz} \alpha_{i,j} = (\alpha(i,j+1) - \alpha(i,j-1)) / n\Delta$$

Este esquema tiene la ventaja de eliminar el tipo de inestabilidad no lineal que producen esquemas más simples, cuando se extiende el tiempo de integración. Esta propiedad se cumple al conservarse el cuadrado de la vorticidad y la energía cinética, cuando se efectúa una suma sobre todos los puntos interiores al reticulado. Sin embargo, Lipps (1971) observa que, cuando  $\Psi$  y  $\eta$  son distintos de cero en los límites horizontales inferior y superior del recinto, no se garantiza la estabilidad. Esto se debe a que no se cancelan las contribuciones de los mismos a  $J(\Psi, \eta)$  evaluados en puntos distanciados en  $\Delta$  respecto de dichos límites. Dado el interés en retener la posibilidad de suponer  $\eta \neq 0$  en los límites, es suficiente requerir que  $\Psi = 0$  en ellos, eliminando así la posibilidad de inestabilidad no lineal. Se muestra a continuación cómo esta última condición, conduce a la necesidad de introducir en las ecuaciones una velocidad horizontal  $\langle u \rangle$ , integrada en el recinto.

En efecto, si se define una función corriente

$$\Psi = \Psi_\tau - \langle u \rangle z \quad (2.123)$$



con

$$\langle u \rangle = \frac{1}{L_x L_z} \int_0^{L_x} \int_0^{L_z} u \, dx \, dz \quad (2.124)$$

por ser

$$u = (\partial \psi_T / \partial z)_x$$

resulta

$$\langle u \rangle L_z = \psi_{TL_z} - \psi_{T_0} \quad (2.125)$$

por suponerse  $w = 0$  y por lo tanto  $\psi_T$  constante con  $x$  en los bordes inferior y superior del recinto.

Es suficiente con imponer  $\psi_{T_0} = 0$  para que de acuerdo a (2.125)

$$\psi_{TL_z} = \langle u \rangle L_z$$

y

$$\psi_{L_z} = \psi_{TL_z} - \langle u \rangle L_z = 0$$

Resulta:

$$u = \frac{\partial \psi_T}{\partial z} = \langle u \rangle + \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (2.126)$$

$$w = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (2.127)$$

$$\eta = \nabla^2 \psi \quad (2.128)$$

Estas tres expresiones sustituyen a las anteriores (2.86), (2.87) y (2.84) respectivamente. Asimismo los Jacobianos  $J(\psi_T, \alpha)$  que se incluyen en las ecuaciones (2.89) a (2.96), se reemplazan por los  $J(\psi, \alpha)$  más los términos  $-\langle u \rangle \partial \alpha / \partial x$ , donde  $\alpha$  representa a una de las variables  $\eta$ ,  $\phi^*$  y  $q^*$ ,  $\theta^*$ ,  $q_v^*$ ,  $q_c$ , y  $q_x$  en las ecuaciones mencionadas. La variación temporal de  $\langle u \rangle$  se obtiene integrando la ecuación (2.74) en el recinto de integración, utilizando las condiciones de contorno que se enuncian en el parágrafo (2.4.5.). Se obtiene:

$$\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial t} = \frac{k_M}{L_z} (\bar{\eta}_{z=L_z}^* - \bar{\eta}_{z=0}^*) \quad (2.129)$$

donde

$$\bar{\eta}^* = \frac{1}{L_x} \int_0^{L_x} \eta^* dx$$

La ecuación (2.129) debe incorporarse al sistema de ecuaciones, cuando  $\eta_{Lz}^* \neq \eta_0^* \neq 0$ .

Los términos  $-\langle u \rangle \partial \alpha / \partial x$  son evaluados mediante diferencias finitas centradas, no alterando las propiedades de conservación de las ecuaciones respectivas.

Los términos advectivos de variables termodinámicas o de la sustancia agua, representados en los sistemas (2.90) a (2.93) y (2.95) a (2.96) como Jacobianos, se resuelven utilizando un esquema conservativo cuadrático, desfasado en el espacio, similar al derivado por Lilly (1965).

De acuerdo a la notación de Lilly (1965), la expresión que corresponde a dicho Jacobiano es:

$$\mathbb{J}_L(\psi, \alpha)_{ij} = -\delta_x \left[ (u - \langle u \rangle) \bar{\alpha}^x \right]_{ij} - \delta_z (w \bar{\alpha}^z)_{ij} \quad (2.130)$$

donde  $\alpha(x, z)$  representa la variable dependiente

$$\delta_{n\xi} \alpha(\xi) = \frac{1}{n\Delta\xi} \left[ \alpha\left(\xi + \frac{n\Delta\xi}{2}\right) - \alpha\left(\xi - \frac{n\Delta\xi}{2}\right) \right]$$

$$\frac{\alpha(\xi)}{n\xi} = \frac{1}{2} \left[ \alpha\left(\xi + \frac{n\Delta\xi}{2}\right) + \alpha\left(\xi - \frac{n\Delta\xi}{2}\right) \right]$$

siendo  $\xi$  la variable independiente  $x$  ó  $z$  y  $n\Delta\xi$  es el intervalo sobre el cual se opera (en el presente modelo  $\Delta\xi = \Delta x = \Delta z = \Delta$ ).

La expresión (2.130) puede escribirse en forma alternativa como:

$$\mathbb{J}_L(\psi, \alpha) = -\delta_x [\bar{\alpha}^x \delta_z \psi] + \delta_z (\bar{\alpha}^z \delta_x \psi)$$

Esta forma de  $J(\Psi, \alpha)$  conserva  $\alpha$  y  $\alpha^2$  cuando se suman estos valores sobre todos los puntos internos del reticulado  $(i, j)$ . Utilizando la malla desfasada, las contribuciones de los límites  $z = 0$  y  $z = L_z$  a  $\alpha$  y  $\alpha^2$  son nulas, si en ellos se supone  $w = 0$ .

La ventaja de utilizar una malla desfasada respecto a la malla común reside en que al emplear el esquema de Lilly para resolver los términos advectivos, las diferencias finitas se calculan a través de un solo intervalo de malla mejorando la resolución en el cálculo (Orzag, 1971). Este argumento, también es válido para el término de empuje  $-\partial B / \partial x$  en (2.89) y (2.94) que puede representarse en diferencias finitas como  $-g \delta_x \bar{B}^z$ .

Las restantes derivadas espaciales en el sistema de ecuaciones, se resuelven mediante diferencias finitas centradas. Los términos difusivos, como es usual en estos casos, se evalúan en un paso de tiempo anterior con el fin de asegurar la estabilidad computacional (Haltiner, 1971).

La expresión discretizada que se emplea para determinar el Laplaciano en los términos difusivos, es la que sigue:

$$\nabla_\alpha^2 = \frac{1}{\Delta^2} [\alpha(i+1, j) + \alpha(i-1, j) + \alpha(i, j+1) + \alpha(i, j-1) - 4\alpha(i, j)] \quad (2.131)$$

La ecuación de diagnóstico (2.128) que permite evaluar la función corriente, se resuelve como una ecuación de Poisson mediante el método de relajación acelerada (Liebmann acelerado):

$$\psi_{i,j}^{m+1} = \psi_{i,j}^m + \frac{\beta}{4} R_{i,j}^m \quad (2.132)$$

donde el resto  $R_{i,j}$  se evalúa a partir de:

$$R_{i,j}^m = \psi_{i+1,j}^m + \psi_{i-1,j}^m + \psi_{i,j+1}^m + \psi_{i,j-1}^m - 4\psi_{i,j}^m - \eta_{i,j}$$

siendo  $m$  el orden de la iteración en el cálculo y  $\beta$  el llamado factor de sobrerrelajación.

Una vez determinado el campo de  $\Psi$  las velocidades  $u$  y  $w$  se obtienen a partir de (2.126) y (2.127) mediante diferencias centradas.

Con las acotaciones hechas en párrafos anteriores, es posible escribir los sistemas de ecuaciones discretizadas en un punto  $(i, j)$  utilizando las relaciones dadas al pie de (2.122) para  $\delta_{nx} \propto$  y  $\delta_{nz} \propto$ .

Las ecuaciones (2.95) y (2.96) resultan:

$$\frac{\phi^*(t+\Delta t) - \phi^*(t-\Delta t)}{2\Delta t} = \mathbb{J}_L^t(\psi, \phi') - \langle u \rangle^t \delta_{2x}^t \phi^* + K_M (\nabla^2 \phi^*)^{t-\Delta t} \quad (2.133)$$

$$\frac{q^*(t+\Delta t) - q^*(t-\Delta t)}{2\Delta t} = \mathbb{J}_L^t(\psi, q) - \langle u \rangle^t \delta_{2x}^t q^* + K_M (\nabla^2 q^*)^{t-\Delta t}$$

donde por simplicidad se ha incluido el término  $-wd \frac{d\phi_0}{dz}$  en el  $J(\Psi, \phi')$  en (2.95) y el término  $-wdq_{ve}/dz$  en el  $J(\Psi, q)$  en (2.96) y

$$\theta' = \theta^* + (\theta_0 - \theta_{00}) \quad (2.134)$$

$$\phi' = \frac{\theta'}{\theta_{00}} + \frac{L_v}{C_{pd} T_{00}} q_v \quad (2.135)$$

Por su parte las ecuaciones (2.90) a (2.93) que incluyen una parametrización de la precipitación se pueden escribir en diferencias finitas de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \frac{\theta^*(t+\Delta t) - \theta^*(t-\Delta t)}{2\Delta t} &= \mathbb{J}_L^t(\psi, \theta') - \langle u \rangle^t \delta_{2x}^t \theta^* + \frac{L_v \theta_{00}}{C_{pd} T_{00}} (C_d - E) + K_M (\nabla^2 \theta^*)^{t-\Delta t} \\ \frac{q_v^*(t+\Delta t) - q_v^*(t-\Delta t)}{2\Delta t} &= \mathbb{J}_L^t(\psi, q_v) - \langle u \rangle^t \delta_{2x}^t q_v^* - C_d + E + K_M (\nabla^2 q_v^*)^{t-\Delta t} \\ \frac{q_{fc}(t+\Delta t) - q_{fc}(t-\Delta t)}{2\Delta t} &= \mathbb{J}_L^t(\psi, q_{fc}) - \langle u \rangle^t \delta_{2x}^t q_{fc} + C_d - A_a^t - A_c^t + K_M (\nabla^2 q_{fc})^{t-\Delta t} \end{aligned} \quad (2.136)$$



$$\frac{q_r(t+\Delta t) - q_r(t-\Delta t)}{2\Delta t} = \mathbb{J}_L^t(\psi, q_r) - \langle u \rangle \delta_{zx}^t q_r - E + A_a^t + A_c^t + \delta_{zz}^t (v_r q_r)$$

El cálculo de  $C_d$  en (2.90) a (2.92), debe contemplar la posibilidad de que el aire no se encuentre saturado en el paso de tiempo anterior ( $t-\Delta t$ ). Por lo tanto es necesario agregar en (2.103) un término adicional:

$$C_d = \frac{\partial q_{va}}{\partial t} - \frac{\partial q_{vs}}{\partial t} - \left[ q_{vs}(t-\Delta t) - q_v(t-\Delta t) \right] / 2\Delta t \quad (2.138)$$

El término entre paréntesis en (2.138), significa que para que se cumpla  $C_d > 0$ ,  $\partial q_{va}/\partial t$  deberá superar los efectos combinados de  $\partial q_{vs}/\partial t$  y la subsaturación en el paso de tiempo anterior. Este término debe ser incluido también en (2.106) resultando:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta^*}{\partial t} = & \left( 1 + \frac{L_v^2 q_{vs}}{C_{pd} T_{oo} \theta_{oo} R_v} \right)^{-1} \left\{ \mathbb{J}(\psi, \theta^*) - \langle u \rangle \frac{\partial \theta^*}{\partial x} + k_M \nabla^2 \theta^* \right. \\ & \left. + \frac{L_v \theta_{oo}}{C_{pd} T_{oo}} \left[ \frac{\partial q_{va}}{\partial t} - (q_{vs}(t-\Delta t) - q_v(t-\Delta t)) \right] \right\} \quad (2.139) \end{aligned}$$

Las nuevas expresiones (2.138) y (2.139) son utilizadas tanto para aire no saturado, como para aire saturado en el paso de tiempo  $t-\Delta t$ , dado que en este último caso  $q_v(t-\Delta t) = q_{vs}(t-\Delta t)$  y las expresiones modificadas coinciden con las primitivas. Lipps (1977) evalúa la exactitud de este procedimiento de cálculo para  $C_d$ , encontrando que la humedad relativa en la nube es del 100% con una exactitud de 0.05%.

En (2.136) se ha dejado intencionalmente sin especificar el tiempo en el que se evalúan los términos  $C_d$  y  $E$ , dado que en 2.4.7. se explica el criterio con el cual se los calcula.

A continuación se reproducen en diferencias finitas las ecuaciones (2.94), (2.126), (2.127) y (2.129) comunes a ambos sistemas de ecuaciones.

$$\frac{\eta^*(t+\Delta t) - \eta^*(t-\Delta t)}{2\Delta t} = \mathbb{J}_A^t(\psi, \eta) - \langle u \rangle \delta_{zx}^t \eta^* - \delta_x^t (\overline{B^*}) + k_M (\nabla^2 \eta^*)^{t-\Delta t}$$

$$u^{t+\Delta t} = \delta_z^{t+\Delta t} \psi + \langle u \rangle^{t+\Delta t} \quad (2.137)$$

$$w^{t+\Delta t} = -\delta_x^{t+\Delta t} \psi$$

$$\frac{\langle u \rangle^{t+\Delta t} - \langle u \rangle^{t-\Delta t}}{2\Delta t} = \frac{K_M}{L_z} (\bar{\eta}_{L_z}^* - \bar{\eta}_0^*)^{t-\Delta t}$$

#### 2.4.5. Condiciones de contorno

Clark (1979), Klemp y Wilhelmson (1978a) evalúan distintas formulaciones de condiciones en los límites laterales, con el fin de incluir los flujos de humedad y cantidad de movimiento a través de ellos. Estos flujos tienen un rol importante en la provisión de humedad en capas bajas a las nubes, resultando necesario mantenerlos cuando se simulan períodos largos de convección. Por lo tanto para convección profunda, se utilizan más frecuentemente límites laterales abiertos.

Debido a que el tiempo de evolución de la convección que se analiza en el presente trabajo es de alrededor de 30 minutos, se han elegido condiciones periódicas en los límites laterales tal como hacen Lipps (1977), Steiner (1973), Yau (1980) al simular convección no profunda, resultando claro que si bien se permiten flujos a través de ellos, el flujo neto de humedad y de otras propiedades es nulo. Esta condición es coherente con la suposición 5 del apartado 2.1. Dado que no existe un flujo entrante neto, el aire descendente más seco fuera de las nubes, impide la provisión de humedad en capas bajas y la convección decae mucho más rápidamente que cuando se suponen condiciones de límites laterales abiertos.

Las condiciones periódicas son matemáticamente más simples y la regularidad que implican es razonable, siempre y cuando la extensión lateral de la nube sea pequeña comparada con la extensión lateral del dominio y el tiempo de vida de la convección no sea muy largo.

La condición de periodicidad en los bordes laterales para toda variable  $\alpha$  se expresa como:

$$\alpha(x=0) = \alpha(x=L_x)$$



o lo que es equivalente en los puntos del reticulado:

$$\begin{aligned}\alpha(1, j) &= \alpha(NI-1, j) \\ \alpha(NI, j) &= \alpha(2, j)\end{aligned}\quad (2.140)$$

En los límites horizontales del dominio de integración, se suponen superficies rígidas, flujo deslizante y flujos turbulentos nulos de las distintas propiedades. Así la tensión turbulenta en superficie  $\tau'_{zx}$  que actúa en el plano horizontal en la dirección  $x, y$  que se expresa:

$$\tau'_{zx} = -\rho \overline{u'w'} = \rho K_M \frac{\partial u}{\partial z}$$

se anula al suponer  $\partial u / \partial z = 0$  en  $z=0$  y  $z=L_z$ . Esta suposición adoptada con el fin de simplificar el sistema de ecuaciones (la ecuación (2.129) implica  $\langle u \rangle = \text{constante} = \langle u_0 \rangle$ ) y las integrales de energía, ha sido evaluada (Soong y Ogura, 1973) no encontrándose diferencias significativas en las nubes simuladas, cuando por ejemplo se supone  $u$  constante en  $z=0$  y  $z=L_z$ .

Con las consideraciones anteriores, en los bordes superior e inferior las condiciones son las siguientes:

$$\left. \begin{aligned} W &= 0 ; \eta = 0 ; \psi = 0 && \text{(condición discutida)} \\ \frac{\partial u_0}{\partial z} = \frac{\partial u^*}{\partial z} = \frac{\partial \phi^*}{\partial z} = \frac{\partial q^*}{\partial z} &= 0 && \text{en 2.4.4)} \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} z=0 \\ \text{y} \\ z=L_z \end{array} \quad (2.141)$$

#### 2.4.6. Condiciones iniciales y paso de tiempo de integración.

Con el fin de definir el estado básico, se especifican las condiciones ambientales iniciales. Dichas condiciones se especifican en los distintos experimentos numéricos ya sea a través de perfiles verticales ideales de la temperatura, de la humedad relativa y de la velocidad del viento o bien con sondeos aerológicos observados de estos parámetros, en situaciones reales. Estos perfiles permiten obtener, utilizando las relaciones (2.80) a (2.82) correspondientes a equilibrio hidrostático,

los perfiles verticales de las otras variables que definen el estado básico. La función corriente y la vorticidad iniciales se determinan a partir de (2.126) y de (2.128)

La forma de iniciar la convección ha sido investigada por distintos autores. Ogura (1962,1963), Murray (1971), Steiner (1973), Nuñez (1977), Cotton y Trípoli (1978) utilizan perturbaciones simétricas en la temperatura potencial y/o en la humedad relativa con forma aproximadamente circular o cilíndrica, restringida a una porción central e inferior del recinto de integración. Dichas perturbaciones simulan térmicas resultantes del calentamiento solar o discontinuidades en la humedad. Los autores mencionados experimentan con distintos anchos y profundidades de la perturbación, con el fin de evaluar la sensibilidad de los modelos y la dependencia de los resultados respecto de variaciones en la geometría e intensidad del impulso inicial. En simulaciones con datos reales, ajustan en sus trabajos la función espacial de la perturbación, de tal manera que la nube numérica resultante concuerde razonablemente con la nube real. Se encuentra una mayor dependencia de los resultados respecto del espesor vertical de la burbuja.

Otros autores tales como Trípoli y Cotton (1980), Lipps (1984) inician la convección por procesos de convergencia en mesoescala. Clark (1979) analiza la conveniencia de utilizar perturbaciones iniciales tipo burbuja respecto de utilizar una capa límite calentada, tal como hace Hill (1974), inclinándose por este último tratamiento que implica una condición forzante en el límite inferior, en lugar de un problema de valor inicial. Por otra parte Miller y Pearce (1974), Nuñez (1977), Thorpe y Miller (1978) utilizan una fuente localizada de calor que se retira poco después de iniciar la convección o bien se supone una función decreciente con el tiempo.

En el presente modelo se experimenta con distintos tipos de perturbaciones iniciales de tipo burbuja, especificándose en los experimentos la función utilizada.

Respecto al paso de tiempo de integración ha sido elegido de tal forma que los cálculos sean computacionalmente estables, a lo largo de todo el tiempo de integración. Se encontró experimentalmente para este modelo que el paso  $\Delta t$  es conveniente tomarlo constante e igual a 4 seg.

Este valor se obtuvo de considerar tal como hace Lilly (1962) el criterio de estabilidad lineal computacional para el problema bidimensional y malla desfasada, que conduce a:

$$\Delta t < \frac{\Delta}{2\sqrt{2} |w|} \quad (2.142)$$

Para  $w_{\max} = 8,5 \text{ m seg}^{-1}$  y  $\Delta = 100 \text{ m}$  se obtiene  $\Delta t < 4,2 \text{ seg}$

#### 2.4.7. Método de resolución.

El programa computacional mediante el cual se resuelve el sistema de ecuaciones de convección no precipitante, procede de la siguiente manera:

1. Las distribuciones iniciales de las variables  $u(z)$ ,  $T(z)$ ,  $H R_e(z)$  y  $\theta^*(x,z)$ , definen los perfiles verticales de las demás variables de la atmósfera de referencia y los campos espaciales iniciales de las variables de pronóstico y diagnóstico  $\eta$ ,  $\Psi$ ,  $\phi$ ,  $q$ ,  $q_{vs}$ ,  $q_v$ ,  $u$ ,  $w$  y  $q_\ell$ .
2. Se resuelven numéricamente las ecuaciones de pronóstico para el primer paso de tiempo, obteniéndose los nuevos campos de las variables  $\eta$ ,  $\phi$  y  $q$ .
3. Se determina el campo de la función corriente  $\Psi$  a partir de la vorticidad  $\eta$  utilizando (2.128) y las expresiones (2.126) y (2.127) permiten calcular las velocidades  $u$  y  $w$ .
4. Se obtienen indirectamente los campos de  $\theta'$ ,  $q_v$  y  $q_\ell$  determinando si el aire está o no saturado, en cada punto del reticulado.

Se ha completado un ciclo. Este ciclo se repite hasta completar el tiempo de integración.

Si el sistema de ecuaciones es el que simula la convección precipitante, la integración numérica se lleva a cabo en forma similar a la detallada anteriormente, donde ahora las variables de pronóstico son  $\eta$ ,

$\theta'$ ,  $q_v$ ,  $q_c$  y  $q_r$ . Sin embargo para un dado paso de tiempo  $t$  en el cual se quieren calcular las variables en un tiempo  $t + \Delta t$ , el método difiere en la determinación de las variables termodinámicas y de la sustancia agua por la presencia de los términos  $C_d$  y  $E$  en las ecuaciones. El cálculo para  $t + \Delta t$  se efectúa en dos pasos.

1. Se integra numéricamente las ecuaciones de pronóstico para  $q_v$ ,  $q_c$  y  $q_r$ , suponiendo  $C_d$  y  $E$  nulos obteniendo valores provisorios  $q_{va}$ ,  $q_{ca}$  y  $q_{ra}$ . Se obtiene  $\partial\theta^*/\partial t$  a partir de (2.139).
2. Se calcula  $C_d$  a partir de (2.138) en cada punto del reticulado. Si  $C_d$  es positivo se incluye en las ecuaciones termodinámica y de continuidad para  $q_c$  y  $q_v$ , se hace  $E = 0$  y se ajustan los valores de  $q_v$ ,  $q_c$ ,  $q_r$  y  $\theta'$ .

Cuando  $C_d < 0$  y el valor  $q_{ca} = 0$  se hace  $C_d = 0$ . Si  $C_d < 0$  y  $q_{ca} > 0$ , se evapora agua líquida instantáneamente en la cantidad requerida para alcanzar la saturación siempre que  $q_{ca} \geq -C_d \Delta t$ . Si esta última condición no se cumple, se evapora toda el agua  $q_{ca}$  presente. Si no existe agua de lluvia ( $q_{ra} = 0$ ), el proceso de ajuste finaliza quedando el aire sin saturar con  $\theta'$ ,  $q_v$  modificados respecto de los valores obtenidos en el primer paso y  $q_c = 0$ .

Si en cambio existe agua de lluvia ( $q_{ra} \neq 0$ ) ésta evapora ( $E \neq 0$ ) en una proporción que no supera el valor dado en (2.120), pudiendo o no alcanzar a saturar el aire. De esta manera se obtienen los valores de  $\theta'$ ,  $q_v$  y  $q_r$  correspondientes al tiempo principal  $t + \Delta t$ .

De esta forma también para este sistema de ecuaciones se completa un ciclo.

#### 2.4.8. Energética y consistencia del modelo.

Lipps y Hemler (1982) obtienen las ecuaciones para la energía cinética y el calor sensible para el sistema inelástico (2.32), (2.48), (2.56) a (2.59) sin los términos turbulentos. Encuentran que para dicho sistema la tendencia de la integral de volumen de la energía total (suma de la energía cinética, calor sensible y calor latente) se puede expresar sin dimensiones como:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho_0 \{ T_1 + (L_v / C_p d \theta_{\infty}) q_{v1} + (\ell / 2GH) \vec{v}_0^2 \} dV \\ = \int_V \rho_0 \{ (\ell / H) w_0 (0.608 q_{v1} - q_{c1} - q_{r1}) \} dV \end{aligned} \quad (2.143)$$

Ogura y Phillips (1962) por su parte, obtienen la siguiente relación equivalente a la anterior, para el caso especial de convección seca:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho_0 \left[ \frac{1}{2} \vec{v}_0^2 - z \theta_1 \right] dV = 0 \quad (2.144)$$

que explica el término inelástico con el cual dichos autores denominaron al sistema de ecuaciones aproximado, por encontrarse ausente en (2.144) la energía elástica.

Se observa que en (2.143) contrariamente a (2.144) la energía total no se conserva. Esto se debe a la presencia de los términos de empuje en la componente vertical de la ecuación de movimiento (2.48), vinculados al vapor de agua y al agua líquida en sus categorías de nube y de lluvia respectivamente. Tanto los términos de empuje en el segundo miembro como el tercer término del primer miembro de (2.143), están multiplicados por  $\ell/H$ . Si se tiene en cuenta la relación (2.39), se encuentra que dichos términos son de un orden  $\epsilon$  y por lo tanto menores que los términos que corresponden al calor sensible y al calor latente respectivamente.

Por su parte Steiner (1973) y Lipps (1977) definen una energía potencial para convección húmeda no profunda, que permite conservar la suma de dicha forma de energía más la energía cinética en ausencia de fuentes o sumideros de calor y de intercambios turbulentos. Esta energía representa una energía potencial disponible ( $P_D$ ) respecto de un estado de referencia isoentrópico e hidrostático.

Efectivamente, si se considera un sistema integrado por aire húmedo y agua, la densidad

$$S = S_d + S_v + S_c + S_r = S_d (1 + q_v + q_c + q_r) \quad (2.145)$$

Si en la expresión para la energía potencial



$$P = \int g z \quad (2.146)$$

se reemplaza  $\rho$  por (2.145), se expande (2.146) en serie de potencias de  $\epsilon$  y se contemplan las expansiones (2.60) es posible arribar a:

$$P_p = P - P_0 = -\int_{0,0} g z \left( \frac{\theta'}{\theta_{0,0}} + 0,608 q_v - q_c - q_r \right) \quad (2.147)$$

donde  $P_0 = \rho_{0,0} g z$

A continuación se obtienen las relaciones que rigen los procesos de generación, transformación y disipación de los distintos tipos de energía en la convección, para el sistema de ecuaciones (2.74 a 2.79) o el equivalente (2.84) y (2.94) a (2.98) con las condiciones de contorno enunciadas en (2.140) y (2.141). El estudio de dichas relaciones se efectúa a partir de las integrales de las distintas formas de energía siguiendo los tratamientos de Asai (1964) y Lipps (1977).

Estas relaciones entre integrales de energía sirven además, para comprobar la exactitud de la solución numérica controlando la consistencia del sistema aproximado de ecuaciones.

Para una variable cualquiera A se definen:

$$\begin{aligned} \langle A \rangle &= \frac{1}{L_x L_z} \int_0^{L_x} \int_0^{L_z} A \, dx \, dz \\ \bar{A} &= \frac{1}{L_x} \int_0^{L_x} A \, dx \\ A' &= A - \bar{A} \\ A'' &= A - \langle A \rangle \end{aligned} \quad (2.148)$$

De esta manera se dividen los movimientos convectivos en un promedio horizontal y una desviación respecto de dicho promedio, en una forma similar a la realizada por Phillips (1956) en un experimento numérico de circulación general.



Se define la integral de la energía potencial disponible por unidad de masa, como:

$$E_p < -g z \left( \frac{\theta'}{\theta_{oo}} + 0,608 q_v - q_{te} \right) >$$

$$= -\frac{g}{L_x L_z} \int_0^{L_z} z \left\{ \int_0^{L_x} \left( \frac{\theta'}{\theta_{oo}} + 0,608 q_v - q_{te} \right) dx \right\} dz \quad (2.149)$$

Por su parte, las energías cinética perturbada  $k_e$  y media  $k_m$  específicas y sus integrales  $E_k$  y  $E_m$  respectivamente, se definen como:

$$k_e = \frac{1}{2} \vec{v}'^2 = \frac{1}{2} (u'^2 + w^2) \quad (2.150)$$

$$k_m = \frac{1}{2} \vec{v}^2 = \frac{1}{2} u^2$$

y

$$E_k = < k_e > \quad (2.151)$$

$$E_m = \frac{1}{L_z} \int_0^{L_z} k_m dz \quad (2.152)$$

Para obtener las ecuaciones de las integrales de energía es necesario derivarlas del sistema aproximado de ecuaciones.

Partiendo de la ecuación de movimiento es posible obtener las ecuaciones para la energía cinética perturbada y media respectivamente.

Para ello se multiplica escalarmente la expresión vectorial de la ecuación de movimiento:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -C_{pd} \theta_{oo} \nabla \pi^* + g \left( \frac{\theta'}{\theta_{oo}} + 0,608 q_v - q_{te} \right) \vec{k} + K_M \nabla^2 \vec{v}^*$$

primero por  $\vec{v}$  y luego por  $\vec{v}'$ .

Si se tiene en cuenta la igualdad  $\nabla \cdot (\vec{v}) = (\vec{v} \cdot \nabla) a$ , ya que se cumple  $\nabla \cdot \vec{v} = 0$ , se arriba a las dos ecuaciones que siguen:

$$\frac{d k_m}{dt} + \vec{v} \cdot \frac{d \vec{v}'}{dt} + \vec{v}' \cdot \frac{d \vec{v}}{dt} + \frac{d k_e}{dt} = -C_{pd} \theta_{oo} \nabla \cdot (\pi^* \vec{v})$$

$$+ g \left( \frac{\theta'}{\theta_{oo}} + 0,608 q_v - q_{te} \right) w + K_M \vec{v} \cdot \nabla^2 \vec{v}^* \quad (2.153)$$

y

$$\frac{d k_m}{d t} + \vec{v} \cdot \frac{d \vec{v}'}{d t} = -C_p d \theta_{oo} \nabla \cdot (\pi^* \vec{v}') + K_M \vec{v}' \cdot \nabla^2 \vec{v}'^* \quad (2.154)$$

Restando (2.154) de (2.153) y teniendo en cuenta la definición de derivada total se verifica facilmente

$$\begin{aligned} \frac{\partial k_e}{\partial t} = & -\nabla \cdot (\vec{v}' k_e) - C_p d \theta_{oo} \nabla \cdot (\pi^* \vec{v}') - u' w \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \\ & + g \left( \frac{\theta'}{\theta_{oo}} + 0,608 q_v - q_e \right) w + K_M \vec{v}' \cdot \nabla^2 \vec{v}'^* - u' \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} \end{aligned}$$

Si se integra esta expresión sobre el dominio, teniendo en cuenta el teorema de la divergencia aplicado al plano, las condiciones de contorno y la anulación de los promedios horizontales de las perturbaciones (A') se obtiene:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_k}{\partial t} = \frac{\partial \langle k_e \rangle}{\partial t} = & g \left\langle \left( \frac{\theta'}{\theta_{oo}} + 0,608 q_v - q_e \right) w \right\rangle \\ & - \langle u' w \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \rangle + K_M \langle \vec{v}' \cdot \nabla^2 \vec{v}'^* \rangle \quad (2.155) \end{aligned}$$

En esta ecuación el primer término representa la conversión de energía potencial en cinética, el segundo término la conversión de energía cinética perturbada en energía cinética media y el último término representa la disipación de energía cinética perturbada por fricción.

Es posible derivar una expresión para  $\langle \vec{v}' \cdot \nabla^2 \vec{v}'^* \rangle$  utilizando la función corriente y la vorticidad:

$$\begin{aligned} \langle \vec{v}' \cdot \nabla^2 \vec{v}'^* \rangle = & - \langle (\nabla^2 \psi')^2 \rangle - \left\langle \frac{\partial \bar{u}^*}{\partial z} \nabla^2 \psi' \right\rangle \\ & + \left\langle \frac{\partial}{\partial z} (u' \nabla^2 \psi^*) \right\rangle - \left\langle \frac{\partial}{\partial x} (w \nabla^2 \psi^*) \right\rangle \end{aligned}$$

Por consideraciones similares a las que conducen a (2.155) los tres últimos términos en esta ecuación se anulan resultando:

$$\langle \vec{v}' \cdot \nabla^2 \vec{v}'^* \rangle = - \langle (\nabla^2 \psi')^2 \rangle = - \langle \eta'^2 \rangle \quad (2.156)$$

La expresión  $\langle \eta'^2 \rangle$  que representa la disipación de energía cinética perturbada, es siempre positiva tal como se ha anticipado en el apartado (1.3).

Si en (2.154) se despeja  $\frac{dk_m}{dt}$  se obtiene, después de seguir un desarrollo similar al que conduce a (2.155), la ecuación para la integral de la energía cinética media:

$$\frac{\partial E_m}{\partial t} = \frac{\partial \langle k_m \rangle}{\partial t} = \langle u' w \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \rangle + K_M \langle \vec{v} \cdot \nabla^2 \vec{v}^* \rangle \quad (2.157)$$

El primer término del último miembro de esta ecuación que aparece también en (2.155) con signo cambiado, representa el intercambio de energía cinética media y perturbada, mientras que el segundo término representa la disipación de energía cinética media por fricción.

La expresión correspondiente a  $\langle \vec{v} \cdot \nabla^2 \vec{v}^* \rangle$  en términos de la función corriente:

$$\langle \vec{v} \cdot \nabla^2 \vec{v}^* \rangle = \left\langle \frac{\partial}{\partial z} (\bar{u} \nabla^2 \psi^*) \right\rangle - \left\langle \nabla^2 \psi^* \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right\rangle \quad (2.158)$$

se reduce a:

$$\langle \vec{v} \cdot \nabla^2 \vec{v}^* \rangle = - \left\langle \frac{\partial^2 \bar{\psi}^*}{\partial z^2} \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial z^2} \right\rangle \quad (2.159)$$

dado que el primer término en el segundo miembro de (2.158) se anula, al suponerse vorticidad nula en los bordes superior e inferior del recinto de integración.

Con el fin de deducir la ecuación de la integral de energía potencial disponible, se utiliza la ecuación termodinámica y la ecuación de continuidad para el agua total multiplicadas por  $zg$ :

$$zg \left( \frac{\partial \phi'}{\partial t} \right) = -zg \vec{v} \cdot \nabla \phi' + zg K_M \nabla^2 \phi' \quad (2.160)$$

$$zg \left( \frac{\partial q}{\partial t} \right) = -zg \vec{v} \cdot \nabla q + zg K_M \nabla^2 q \quad (2.161)$$

Si se considera que  $-\phi' + q$  se puede escribir como:

$$-\phi' + q = \left(-\frac{\theta'}{\theta_{oo}} - \frac{R_v}{R_d} + q\right) + \left(\frac{L_v}{C_{pd}T_{oo}} - \frac{R_v}{R_d}\right) q_v$$

entonces

$$P_D = g z (-\phi' + q) + \left(\frac{L_v}{C_{pd}T_{oo}} - \frac{R_v}{R_d}\right) g z q_v \quad (2.162)$$

y

$$\frac{\partial P_D}{\partial t} = -g \frac{\partial (z\phi')}{\partial t} + g \frac{\partial (zq)}{\partial t} + \left(\frac{L_v}{C_{pd}T_{oo}} - \frac{R_v}{R_d}\right) g z \frac{\partial q_v}{\partial t} \quad (2.163)$$

Restando (2.160) de (2.161) y reemplazando los segundos miembros en (2.163) se llega a:

$$\begin{aligned} \frac{\partial P_D}{\partial t} = & g z \vec{v} \cdot \nabla \phi' - g z \vec{v} \cdot \nabla q + \left(\frac{L_v}{C_{pd}T_{oo}} - \frac{R_v}{R_d}\right) g z \frac{\partial q_v}{\partial t} \\ & - K_M g z (\nabla^2 \phi^* - \nabla^2 q^*) \end{aligned} \quad (2.164)$$

Dado que

$$\nabla \cdot (z A \vec{v}) = z \vec{v} \cdot \nabla A + A w$$

y que

$$\begin{aligned} -g \langle w (q - \phi') \rangle = & -g \left\langle \left( \frac{\theta'}{\theta_{oo}} + 0,608 q_v - q_l \right) w \right\rangle \\ & - g \left( \frac{L_v}{C_{pd}T_{oo}} - \frac{R_v}{R_d} \right) \langle w q_v \rangle \end{aligned}$$

Cuando se integra la ecuación (2.164) teniendo en cuenta el teorema de la divergencia y las condiciones límites se llega a:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_P}{\partial t} = \frac{\partial \langle P_D \rangle}{\partial t} = & -g \left\langle w \left( \frac{\theta'}{\theta_{oo}} + 0,608 q_v - q_l \right) \right\rangle \\ & + g \left( \frac{L_v}{C_{pd}T_{oo}} - \frac{R_v}{R_d} \right) \langle -w q_v + z \frac{\partial q_v}{\partial t} \rangle - K_M g \langle z (\nabla^2 \phi^* - \nabla^2 q^*) \rangle \end{aligned} \quad (2.165)$$



Es posible demostrar que el integrando en el segundo término de (2.165) representa la contribución de la condensación a la tasa de incremento de la energía potencial salvo un término turbulento.

En efecto

$$\langle z \frac{\partial q_v}{\partial t} \rangle = - \langle z \vec{V} \cdot \nabla q_v \rangle - \langle z C_d \rangle + K_M \langle z \nabla^2 q_v^* \rangle$$

Por lo tanto

$$\langle z \frac{\partial q_v}{\partial t} \rangle - \langle w q_v \rangle = - \langle z C_d \rangle + K_M \langle z \nabla^2 q_v^* \rangle$$

Dado que la contribución turbulenta es menor se considera al término mencionado una generación de energía potencial siendo la fuente el calor que se libera en la condensación del vapor de agua. En cuanto al primer término en el segundo miembro de (2.165) indica el intercambio de energía potencial y cinética perturbada (ya mencionada en 2.155). El último de los términos representa la disipación de energía potencial disponible.

A continuación se notan los distintos términos en (2.155), (2.157), (2.159) y (2.165) con el fin de obtener ecuaciones más sencillas:

$$G(E_P) = \left( \frac{L_v}{C_{pd} T_{oo}} - \frac{R_v}{R_d} \right) g \langle -w q_v + z \frac{\partial q_v}{\partial t} \rangle \quad (2.166)$$

$$C(E_P, E_k) = g \left\langle \left( \frac{\theta'}{\theta_{oo}} + 0.608 q_v - q_l \right) w \right\rangle \quad (2.167)$$

$$C(E_k, E_m) = \langle u' w \partial \bar{u} / \partial z \rangle \quad (2.168)$$

$$Dis(E_k) = K_M \langle \gamma'^2 \rangle \quad (2.169)$$

$$\text{Dis} (E_m) = K_m < \frac{\partial^2 \bar{\psi}^*}{\partial z^2} \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial z^2} > \quad (2.170)$$

$$\text{Dis} (E_p) = g K_m < z (\nabla^2 \phi^* - \nabla^2 q^*) > \quad (2.171)$$

Por lo tanto el sistema de ecuaciones que determina las tasas de incremento de las integrales de las energías potencial, cinética perturbada y cinética media (por unidad de masa) se expresa:

$$\frac{\partial E_p}{\partial t} = G(E_p) - C(E_p, E_k) - \text{Dis}(E_p)$$

$$\frac{\partial E_k}{\partial t} = C(E_p, E_k) - C(E_k, E_m) - \text{Dis}(E_k) \quad (2.172)$$

$$\frac{\partial E_m}{\partial t} = C(E_k, E_m) - \text{Dis}(E_m)$$

La mayor parte del calor latente se emplea en calor sensible tal como lo expresa claramente la ecuación adimensional (2.143). Esta forma de energía interna que se manifiesta en un calentamiento medio del aire no se halla disponible para convertirse en energía cinética del movimiento convectivo. Interesa entonces separar del término de generación de energía potencial la parte que se convierte posteriormente en energía cinética perturbada. Esta parte de la energía potencial la denominamos, tal como hace Asai (1964), energía potencial perturbada. Dado el interés en poder conocer su magnitud y su evolución se derivan las ecuaciones de  $\partial E_{pk}/\partial t$  y  $\partial E_{pm}/\partial t$ . Se denomina con  $E_{pk}$  y  $E_{pm}$  las integrales de las energías potencial disponible perturbada  $P_k$  y potencial disponible media  $P_m$  (por unidad de masa) respectivamente que se definen a continuación:

$$P_k = -g z'' \left( \frac{\theta'}{\theta_\infty} + \frac{R_v}{R_d} q_v - q \right) \quad (2.173)$$



$$P_m = -g \langle z \rangle \left\langle \left( \frac{\theta'}{\theta_{oo}} + \frac{R_v}{R_d} q_v - q \right) \right\rangle = E_{pm} \quad (2.174)$$

A partir de (2.77) y (2.78) y de tener en cuenta (2.162) se llega a:

$$\begin{aligned} & - \left\langle \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\theta'}{\theta_{oo}} + 1,608 q_v - q \right) \right\rangle = - \left( \frac{L_v}{C_p d T_{oo}} - \frac{R_v}{R_d} \right) \left\langle \frac{\partial q_v}{\partial t} \right\rangle \\ & = \langle \vec{V} \cdot \nabla \phi' \rangle - \langle \vec{V} \cdot \nabla q \rangle - K_M (\langle \nabla^2 \phi^* \rangle + \langle \nabla^2 q^* \rangle) \end{aligned} \quad (2.175)$$

Si se considera el teorema de la divergencia, la ecuación de continuidad y las condiciones límites, el segundo miembro de (2.175) se anula. Multiplicando el primer miembro por  $\langle z \rangle g$  y despejando el primer término se obtiene la ecuación de la variación local de la energía potencial media en el dominio de integración.

$$\frac{\partial E_{pm}}{\partial t} = g \left( \frac{L_v}{C_p d T_{oo}} - \frac{R_v}{R_d} \right) \langle z \rangle \left\langle \frac{\partial q_v}{\partial t} \right\rangle \quad (2.176)$$

Dado que los términos advectivo y difusivo en la ecuación de continuidad del vapor se anulan al ser integrados en todo el dominio,  $\langle \partial q_v / \partial t \rangle$  está representado por la condensación y es función de  $\theta^*$  resultando  $\langle \partial q_v / \partial t \rangle \sim \langle \partial \theta^* / \partial t \rangle$

Por otra parte, restando (2.176) de (2.164), integrando sobre todo el dominio, aplicando el teorema de la divergencia, la ecuación de continuidad, la definición de  $A''$  y las condiciones de contorno, se llega a:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_{pte}}{\partial t} &= \left( \frac{L_v}{C_p d T_{oo}} - \frac{R_v}{R_d} \right) g \langle z'' \left( \frac{\partial q_v}{\partial t} \right) \rangle - g \left\langle \left( \frac{\theta'}{\theta_{oo}} + \frac{R_v}{R_d} q_v - q \right) w \right\rangle \\ &- g K_M \langle z'' (\nabla^2 \phi^* - \nabla^2 q^*) \rangle - g \left( \frac{L_v}{C_p d T_{oo}} - \frac{R_v}{R_d} \right) \langle w q_v \rangle \end{aligned} \quad (2.177)$$

Se observa que el primer término en el segundo miembro de (2.177)

representa el calor latente que no se invierte en aumentar la energía interna en el dominio, siendo los restantes términos iguales a los del segundo miembro de (2.165).

Las ecuaciones (2.176) y (2.177) pueden reescribirse con una notación similar a la utilizada para las otras ecuaciones de energía.

$$\frac{\partial E_{pm}}{\partial t} = G(E_{pm}) \quad (2.178)$$

$$\frac{\partial E_{pk}}{\partial t} = -C(E_p, E_k) + G(E_{pk}) - Dis(E_p) \quad (2.179)$$

donde

$$G(E_{pm}) = g \left( \frac{L_v}{C_{pd} T_{00}} - \frac{R_v}{R_d} \right) \langle z \rangle \left\langle \frac{\partial q_v}{\partial t} \right\rangle \quad (2.180)$$

y

$$G(E_{pk}) = g \left( \frac{L_v}{C_{pd} T_{00}} - \frac{R_v}{R_d} \right) (-\langle w q_v \rangle + \langle z'' (\partial q_v / \partial t)'' \rangle) \quad (2.181)$$

Es posible obtener una estimación de los errores de truncado resultantes del empleo de esquemas en diferencias finitas en la integración numérica de los sistemas no lineales, a partir de las relaciones integrales impuestas al problema. Uno de estos requerimientos es la conservación de la energía total para el caso especial de convección seca en ausencia de procesos turbulentos. En la expresión (2.172) esta condición equivale a  $\frac{\partial E_t}{\partial t} = \frac{\partial E_k}{\partial t} + \frac{\partial E_p}{\partial t} = 0$  o bien a la relación (2.144) obtenida por Ogura (1962).

En la Fig. 7 se han graficado las variaciones temporales de las tasas de incremento de las energías potencial y cinética (específicas) para la experimentación denominada I1 en el capítulo III que corresponde

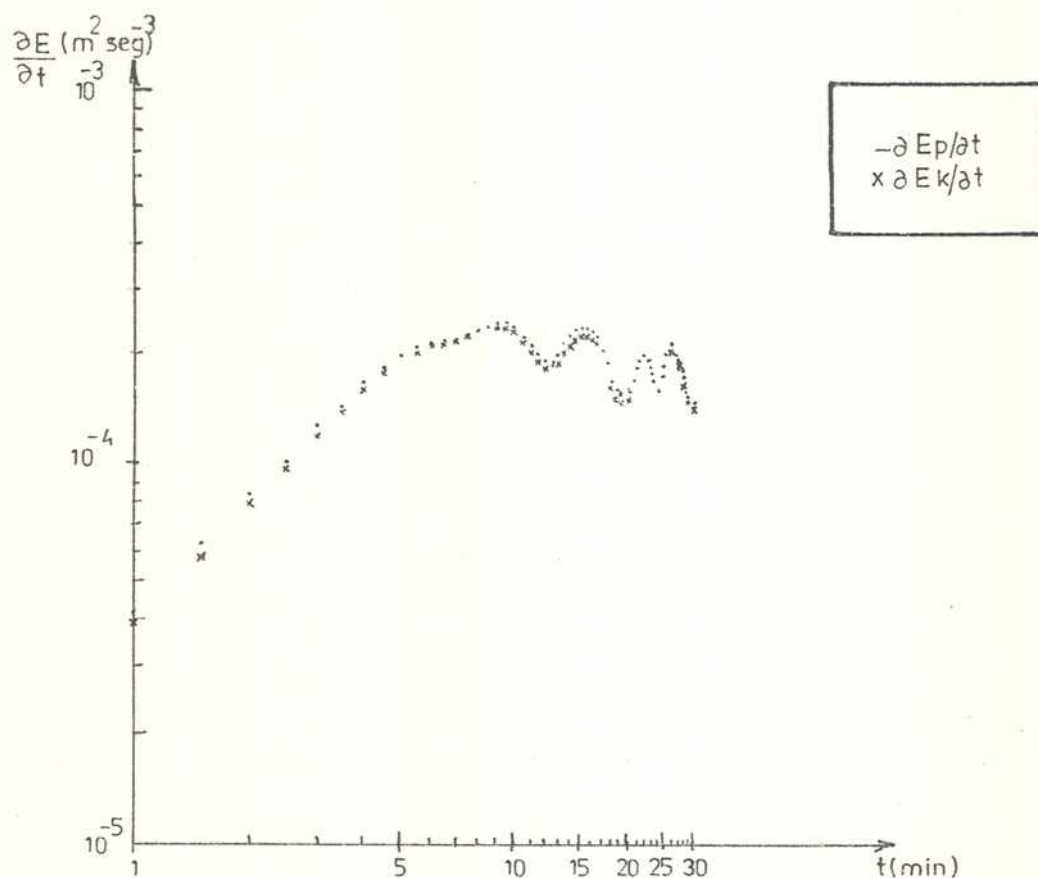


Fig. 7: Variaciones temporales de las tasas de incremento de las energías potencial y cinética específicas para el experimento I1.

a convección seca neutral. Se observa que la energía cinética  $E_k$  crece a expensas de la energía potencial  $E_p$  a través de la conversión  $C(E_p, E_k)$  al aumentar  $\theta^*$  para mayores alturas y disminuir  $\theta^*$  para menores alturas, efecto que tiende a estabilizar la capa a medida que la convección se desarrolla. Las dos curvas siguen la misma ley durante el tiempo de integración oscilando a partir de los 10 minutos con tendencia a decrecer. Esta oscilación en las pendientes de las curvas se observa en los resultados de Ogura (1962) sólo en la curva de  $\frac{\partial E_k}{\partial t}$  a partir de los 20 minutos. Este autor explica este comportamiento como consecuencia de la menor concentración del campo de velocidad cerca del núcleo de la térmica respecto de la concentración del campo de temperatura. Resultaría mayor, de esta manera, el efecto del límite superior rígido en los valores de  $E_k$  respecto de los de  $E_p$  en la etapa de convección ya organizada. Ogura (1962) introduce en su modelo el proceso de difusión en una forma no controlada a través de los esquemas de diferencias finitas utilizados en su modelo (adelantado en el tiempo y centrado en el espacio) sin simular explícitamente la mezcla turbulenta. Esta manera de simular el proceso difusivo tiene lugar en forma uniforme en el espacio y afecta las escalas de movimiento comparables o menores que la longitud de malla. La mezcla en las térmicas que se obtienen en experimentos de laboratorio, tiene lugar, en cambio, preferentemente en la zona frontal de avance de la térmica. A diferencia de este tratamiento, en el presente trabajo, la prueba de consistencia del modelo se ha realizado excluyendo la mezcla turbulenta con el fin de asegurar la validez de (2.144). Se cree que el decrecimiento accidentado en ambas curvas (Fig. 7) que difiere de los resultados experimentales y teóricos de otros autores, responde a la no inclusión de la turbulencia en el experimento realizado.

En la Tabla 2 se presentan cada 5 minutos la relación entre la desviación de la  $E_p$  respecto de su valor inicial  $E_{p0}$  y la energía cinética  $E_k$ , el error relativo en los cálculos de la ecuación correspondiente a la integral de la energía potencial y los valores correspondientes a  $\partial E_t / \partial t$ . Los valores presentados en la Tabla 2 y los graficados en la Fig. 7 indican que la solución numérica satisface los requerimientos in-

tegrales con un error que no alcanza el 10% dentro del período de integración.

Tabla 2: Valores de distintas relaciones integrales de energía para el experimento numérico correspondiente a convección seca neutral sin mezcla turbulenta (I1)

T (mín)	$\frac{E_p - E_{po}}{E_k}$	$\left  \frac{\frac{\partial E_p}{\partial t} - DE_p}{\frac{\partial E_p}{\partial t}} \right $ (%)	$\frac{\partial E_t}{\partial t} (10^{-5} m^2 seg^{-3})$
5	-1,056	0,62	-0,75
10	-1,028	0,43	-0,57
15	-1,031	2,20	-0,41
20	-1,031	1,95	+0,32
25	-1,024	1,53	-0,57
30	-1,033	0,72	-0,64

$$E_{po} = 2,33 m^2 seg^{-2}$$

$DE_p$  = miembro de la derecha de la ecuación de  $\frac{\partial E_p}{\partial t}$

$$\frac{\partial E_t}{\partial t} = \frac{\partial E_p}{\partial t} + \frac{\partial E_k}{\partial t}$$

## CAPITULO III

### EVALUACIÓN DEL MODELO DESARROLLADO

#### INTRODUCCION

En este capítulo primero se presentan los experimentos numéricos realizados, suponiendo una atmósfera de referencia en reposo, variando las condiciones ambientales o iniciales del modelo y por último se simula la convección no profunda en una atmósfera tropical real.

Se busca probar, por una parte, la capacidad del modelo desarrollado, para reproducir cualitativamente el comportamiento de la convección en distintas condiciones ambientales e iniciales, comparando los resultados de la experimentación numérica con los obtenidos por otros autores. El segundo objetivo es el de evaluar cuantitativamente el modelo, en cuanto a determinar la fidelidad de las nubes numéricas respecto de las nubes reales.

#### 3.1 CONVECCION HUMEDA NO PROFUNDA, ATMOSFERA DE REFERENCIA EN REPOSO.

##### 3.1.1 Descripción de los experimentos.

Todos los experimentos que se describen a continuación, tienen en común la ausencia de viento en el estado inicial.

Se enuncian a continuación las características de estos experi-



mentos, que difieren de las mencionadas en el Capítulo II y que se han introducido con el fin de simplificar el aspecto computacional posible por la ausencia de viento."

La condición de reposo inicial, permite suponer simetría rectilínea e integrar el modelo en el semiplano vertical  $x > 0$ . Este semiplano, que se considera como recinto para la integración numérica, se elige con dimensiones de 3 Km ( $L_z$ ) de altura y 2 Km ( $L_x/2$ ) de extensión horizontal.

En ese recinto se introduce una malla rectangular de retículo constante  $\Delta = \Delta x = \Delta z = 100$  m, definiéndose 21 x 31 puntos nodales.

Todos los términos advectivos en el sistema de ecuaciones (2.94) a (2.96), se resuelven numéricamente utilizando el Jacobiano de Arakawa, dado que la malla no es desfasada en estos experimentos.

La presión de vapor de saturación  $e_s(T_0)$  se computa de acuerdo a la fórmula

$$e_s(T_0) = 6,11 \times 10^{7,5(T_0 - 273)/(T_0 - 36)} \quad (3.1)$$

con  $T_0$  expresada en  $^{\circ}\text{K}$ .

Los valores asignados a los coeficientes supuestos constantes y a las constantes que aparecen en las ecuaciones son:  $Cp_d = 1004$  Joule  $\text{kg}^{-1} (^{\circ}\text{K})^{-1}$ ;  $L_v = 2,5 \times 10^6$  Joule  $\text{kg}^{-1}$ ;  $R_d = 287$  Joule  $\text{kg}^{-1} (^{\circ}\text{K})^{-1}$  y  $g = 9,80616$  m  $\text{seg}^{-2}$ .

Las variables dependientes son  $\eta$ ,  $\Psi$ ,  $\phi$ ,  $\theta$ ,  $q$ ,  $q_v$  y  $q_\theta$ . Las variables termodinámicas y de humedad se suponen constantes e iguales a sus valores iniciales en los bordes inferior y superior, y constantes en la dirección  $x$  en los laterales.

En cuanto a las variables dinámicas, se suponen nulas las componentes normales a los límites, lo cual permite suponer  $\Psi$  constante en los mismos. A esta constante se le asigna el valor cero. Si además se suponen condiciones reflectivas en el eje de simetría y a la distancia  $L_x/2$  (bordes laterales), lo cual implica  $\partial W / \partial x = 0$  y se supone paredes horizontales deslizantes y lisas ( $\partial u / \partial z = 0$ ), entonces la vorticidad  $\eta$  se anula en todo el contorno del dominio.

A continuación se resumen las condiciones límites:

$$\left. \begin{aligned} \eta = \psi = w = \partial u / \partial z = 0 ; q_{rv} = q_{ve} \\ \theta^* = \phi^* = q_{\ell} = q_f^* = 0 ; \phi = \phi_0 \end{aligned} \right\} \begin{aligned} &\text{en } z = 0 \\ &\text{y } z = L_z \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$\left. \begin{aligned} \eta = \psi = u = \partial w / \partial x = 0 \\ \partial \phi^* / \partial x = \partial \theta^* / \partial x = \partial q^* / \partial x \end{aligned} \right\} \begin{aligned} &\text{en } x = 0 \\ &\text{y } x = L_x / 2 \end{aligned}$$

Las condiciones iniciales están dadas por el estado básico, al que se ha superpuesto un impulso en la temperatura potencial. Este impulso, se encuentra ubicado próximo a la superficie y en el centro del plano vertical considerado ( $x = 0$  en el semiplano que se utiliza como dominio de integración).

Esta perturbación inicial en la temperatura, simétrica respecto de  $x = 0$  está definida por

$$\begin{aligned} \theta_i^*(x, z, 0) &= \theta_0^* \sin^2\left(\frac{\pi z}{600}\right) f_{ix} && \text{para } z \leq 600 \text{ metros} \\ \theta_i^*(x, z, 0) &= 0 && \text{para } z > 600 \text{ metros} \end{aligned} \quad (3.3)$$

donde  $x$  y  $z$  están expresados en metros y  $\theta^*$  en  $^{\circ}\text{C}$ .

Resulta entonces:

$$\begin{aligned} \phi_i^* &= \theta_i^* / \theta_{oo} \\ q_{fi} &= q_{vsi} = q_{vse}(z) \exp\left(-\frac{L_v}{R_v \theta_{oo} z} \theta_i^*\right) \end{aligned} \quad (3.4)$$

y se considera  $q_{\ell i} = 0$

Dado que el estado básico se supone en reposo, las variables dinámicas cumplen

$$u_i = w_i = \psi_i = \eta_i = 0$$

En la Tabla 3 se presentan las condiciones ambientales e iniciales características de los distintos experimentos numéricos realizados.

A continuación se sintetizan las características principales y/o el objetivo de cada experimento.

- I1: simula la convección seca y permite probar la consistencia del modelo, tal como se ha explicado en el parágrafo 2.4.8.
- I2: simula la convección húmeda en un entorno saturado en condiciones similares a las utilizadas por Ogura (1963). Difiere fundamentalmente en la suposición de simetría (axial en el modelo de Ogura), en el esquema de diferencias finitas utilizado, en las dimensiones del recinto de integración y en la inclusión del término de empuje debido al vapor de agua, en la componente vertical de la ecuación de movimiento.
- I3: similar al experimento I2, modificando el valor de  $K_M$ . Este experimento se utiliza como referencia en la comparación de resultados de la serie de experimentos I1 a I8.
- I4: similar al experimento I3, con un aumento de la temperatura en superficie, una modificación en el gradiente de temperatura, la inclusión de un decrecimiento de la humedad relativa del entorno y una reducción de  $K_M$ .
- I5: similar al experimento I4, incrementando la perturbación inicial máxima de la temperatura potencial.
- I6: similar al experimento I4, modificando los perfiles iniciales de temperatura y humedad relativa.
- I7: similar al experimento I6, modificando el perfil inicial de humedad relativa.
- I8: similar al experimento I3, excluyendo el término de empuje debido al vapor de agua, en la componente vertical de la ecuación de movimiento.
- E1: similar al experimento I3, considerando en las ecuaciones los factores  $1/T_0$  y  $1/\theta_0$  variables con la altura. Este experimento se considera como referencia para la serie de experimentos E2 a E7.
- E2: similar al experimento E1, incrementando la perturbación inicial máxima de la temperatura potencial.



- E3: similar al experimento E1, aumentando la temperatura inicial en superficie.
- E4: similar al experimento E1, modificando la función espacial  $f_{ix}$  en (3.3).
- E5: similar al experimento E1, liberando la condición de entorno saturado, e incluyendo una capa superior con un decrecimiento rápido de la humedad relativa.
- E6: similar al experimento E1, modificando las condiciones en los límites superior e inferior del dominio de integración.
- E7: similar al experimento E1, aumentando el paso de tiempo de integración.

Se observa en la Tabla 3 que los experimentos realizados suponen condiciones ambientales ideales que posibilitan, tal como han hecho otros autores, simplificar desde el punto de vista conceptual el análisis de los resultados. Se puede considerar un paso previo al estudio de situaciones más reales y por lo tanto más complejas.

En la Fig. 8 se han dibujado las isolíneas de la perturbación inicial de la temperatura potencial  $\theta_1^*$ , para una función  $f_{ix}$  positiva y decreciente exponencialmente con  $x$ . Esta forma de  $\theta_1^*$  corresponde a todos los experimentos realizados con excepción de E4 (ver Tabla 3). El campo inicial de  $\theta^*$ , para el experimento E4, se ha trazado en la Fig. 9 y corresponde a una variación periódica con  $x$ .

### 3.1.2 Análisis de los resultados.

El experimento I1 permite comparar la evolución temporal de un elemento convectivo, en una atmósfera con estratificación térmica condicionalmente inestable, respecto de la que tiene lugar en una atmósfera seca y neutral.

En la Fig. 10 se han dibujado los campos de  $\theta^*$  y  $\Psi$  al cabo de 5 minutos de integración. Transcurrido este tiempo la burbuja se encuentra en la etapa de organización. Una vez finalizada esta etapa la burbuja inicia en forma definida su ascenso. Se observa, además de una zona con perturbación positiva en la temperatura potencial, una región fría

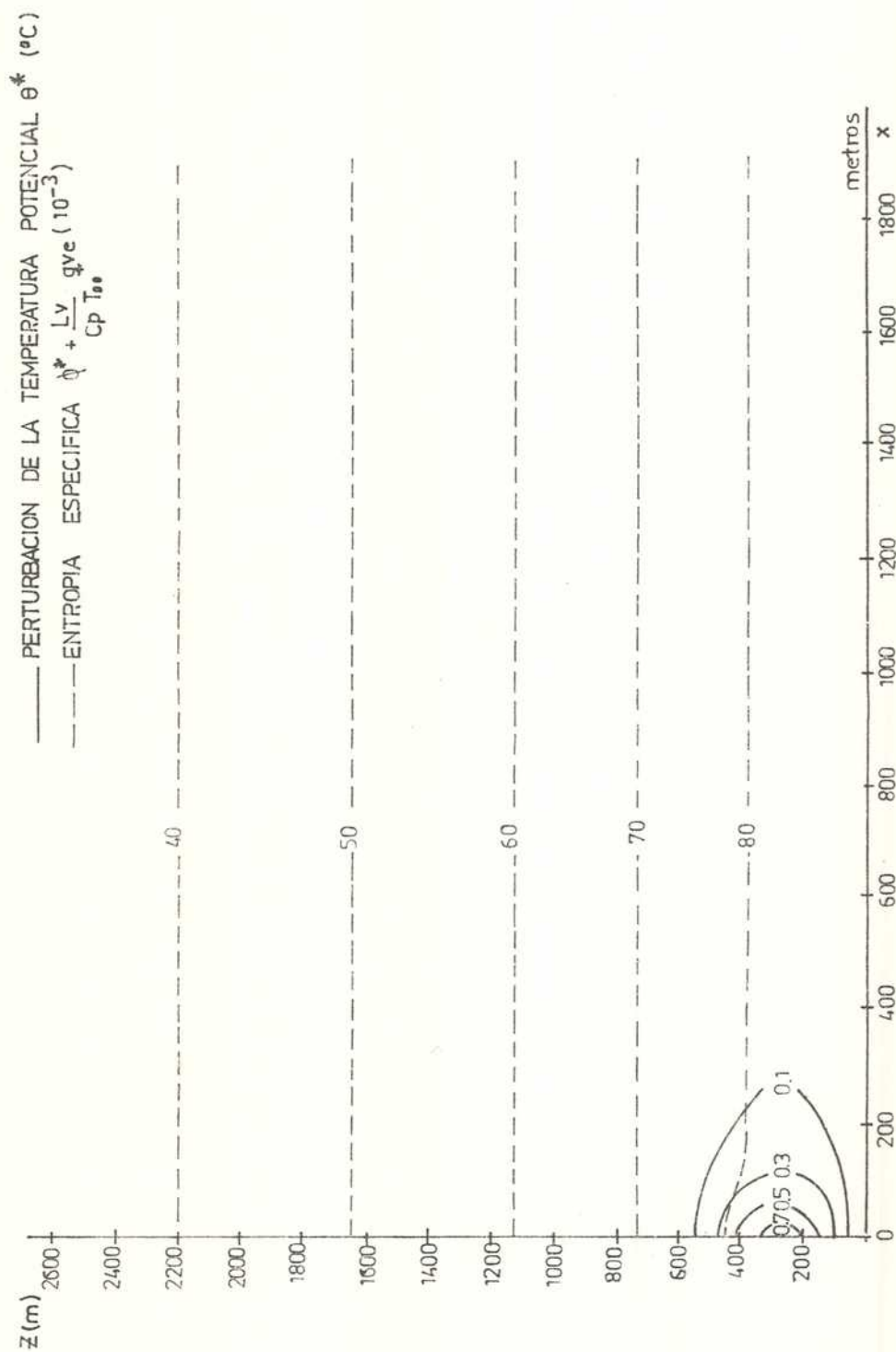


Fig. 8: Campo inicial de la perturbación de la temperatura potencial ( $\theta^*$ ) y de la variable  $\phi$  para el experimento I1 y demás experimentos especificados en el texto



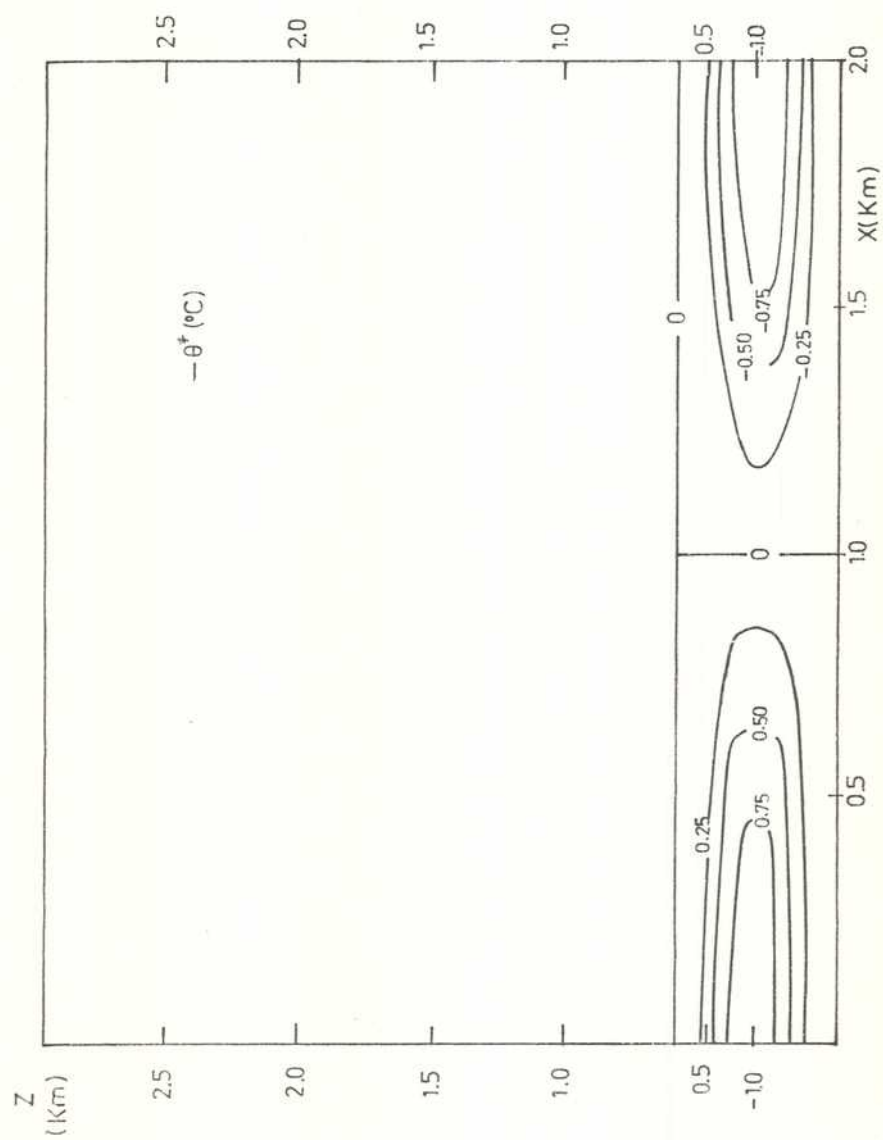


Fig. 9: Campo inicial de la perturbación de la temperatura potencial ( $\theta^*$ ) en el Experimento E4.

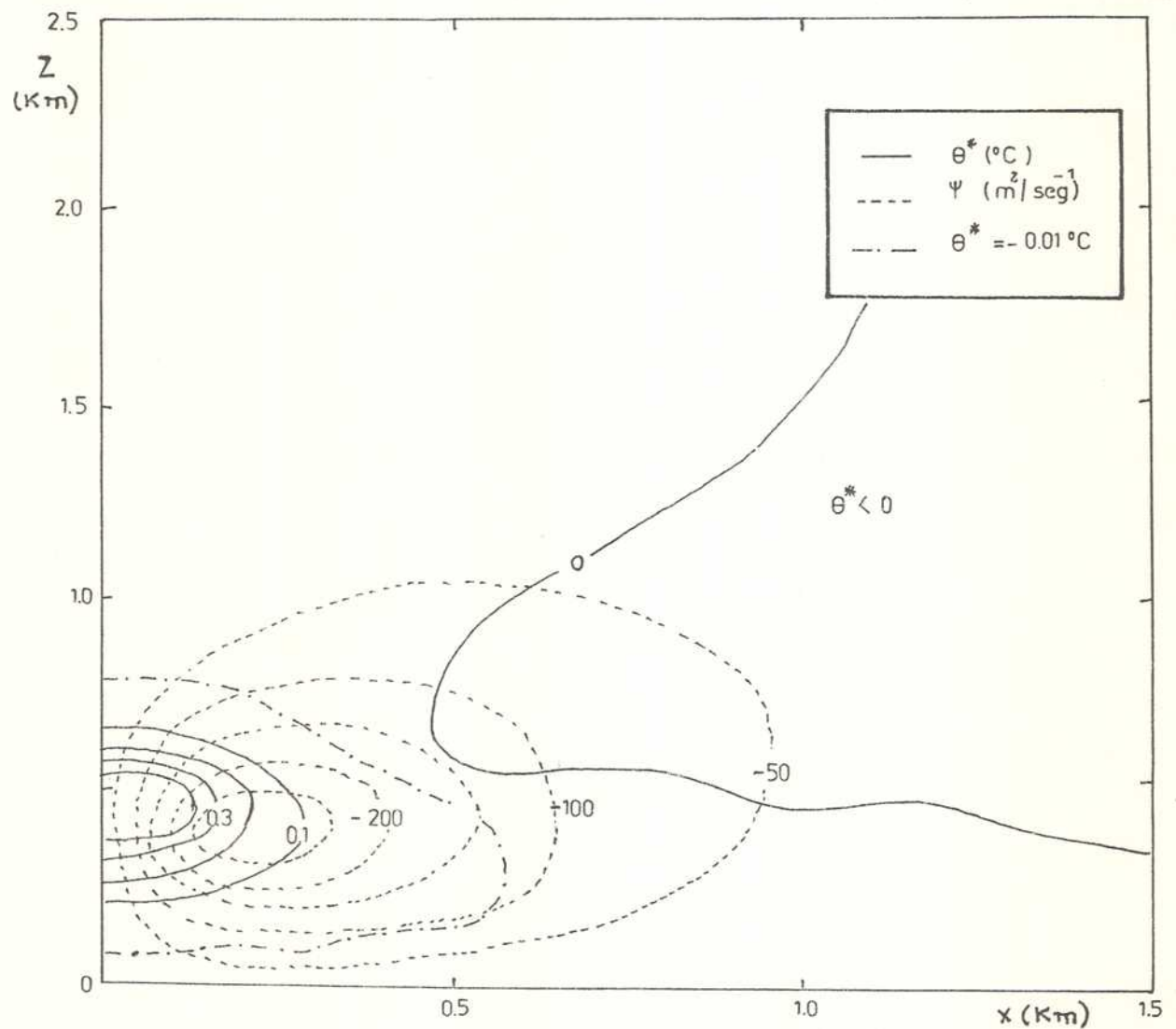


Fig. 10: Campos de la perturbación de la temperatura potencial ( $\theta^*$ ) y de la función corriente ( $\Psi$ ) al cabo de 5 min. (Experimento I1).

y una circulación de tipo vórtice anular. La figura siguiente, (Fig. 11) muestra los mismos campos a los 10 minutos, tiempo en que la burbuja seca ha superado la etapa de organización y ha comenzado a elevarse y a expandirse en la horizontal y en la vertical. Adquiere así una forma característica de hongo, que se preserva más adelante (Fig. 12), al menos hasta que el tops del recinto comience a interferir con la convección.

La variación temporal de  $\theta_{\text{máx}}^*$  (Fig. 13), responde a una ley  $t^{-3/2}$ , que concuerda con los resultados obtenidos por investigadores que han utilizado la teoría de la semejanza, a partir de argumentos dimensionales (Batchelor, 1954), confirmada por otros a partir de experimentos de laboratorio (Scorer, 1957; Richards, 1961) y por los resultados de una simulación numérica (Ogura, 1962). Por lo tanto, la solución numérica confirma las teorías anteriores de evolución de una térmica liberada, a partir de una fuente, en un fluido viscoso en reposo.

En la estela de la burbuja, se observa una zona fría que puede explicarse por la introducción de aire frío del entorno, que realiza una acción de erosión. Sin embargo, tal como acota Lilly (1962), no debe excluirse la posibilidad de que, en parte, este empuje negativo resulte de errores de truncado, debidos al esquema de diferencias finitas utilizado, en ausencia de términos disipativos ( $K_M = 0$  en este experimento). Steiner (1973) detiene los cálculos debido a este problema, cuando el máximo empuje negativo excede el 5% del máximo positivo.

Los resultados de este experimento concuerdan en general con los obtenidos por Nuñez (1977), con un recinto de integración que es exactamente 1/5 del utilizado en el presente trabajo. Se obtiene una relación  $u_{\text{máx}}^{\text{entrante}}/w_{\text{máx}}^{\text{asc.}} \approx 43\%$  a los 10 minutos, comparable a la encontrada por Nuñez (1977) de 59,3%, si bien en este último trabajo se incluye una fuente de calor constante, mezcla turbulenta, y una forma diferente del impulso inicial de  $\theta^*$ .

En el experimento 12 se ha simulado la convección en un ambiente saturado, suponiendo un valor de  $K_M = 4,0 \text{ m}^2 \text{ seg}^{-1}$ .

Las Fig. 14 y 15 representan los campos de  $\theta^*$  y de  $(\phi - \theta_0/\theta_{00})$  y de  $q_\ell$  y de  $\Psi$  respectivamente, a los 10 minutos de evolución, a fin de poder compararlos con los obtenidos en el experimento anterior. El elemen-

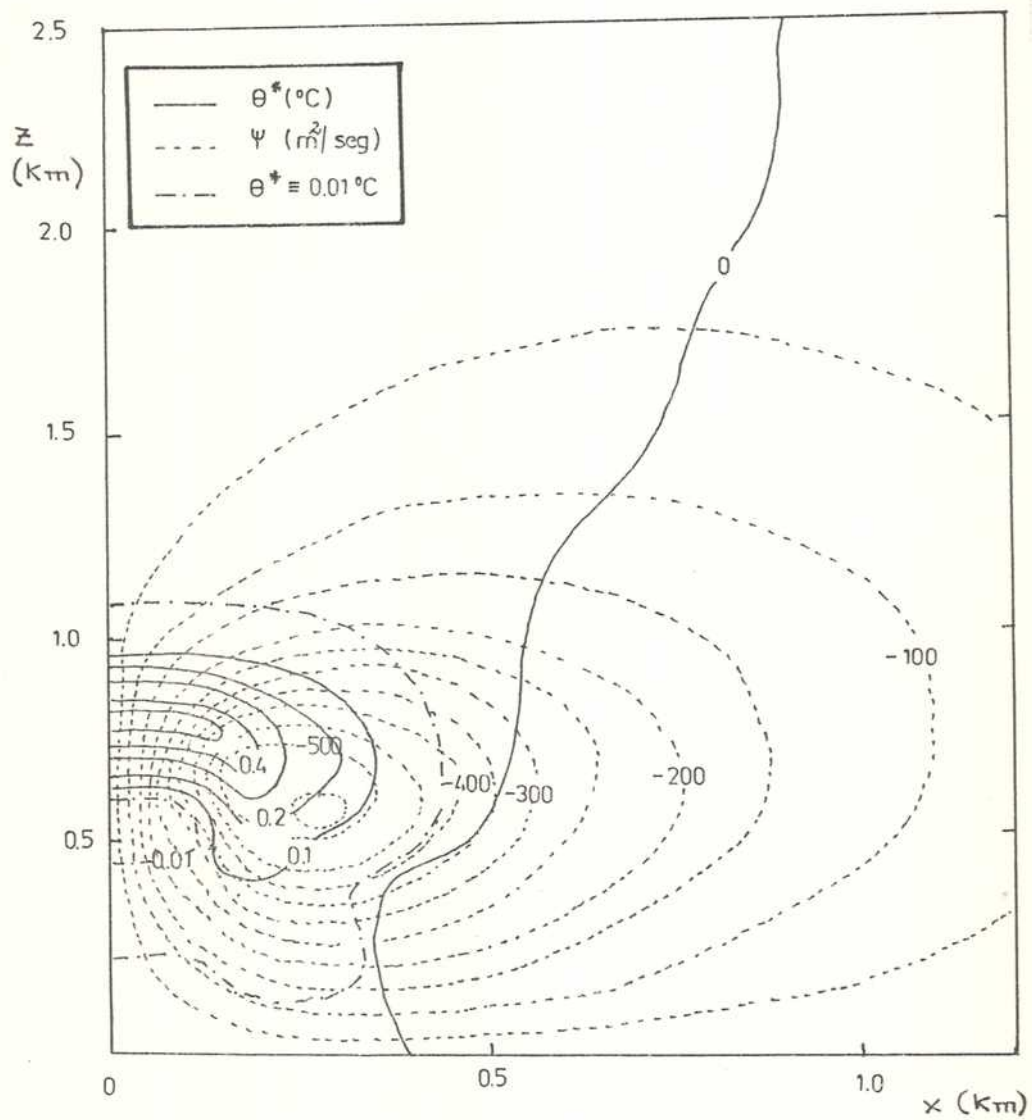


Fig. 11: Campos de la perturbación de la temperatura potencial ( $\theta^*$ ) y de la función corriente ( $\Psi$ ) al cabo de 10min. (Exp. 11).

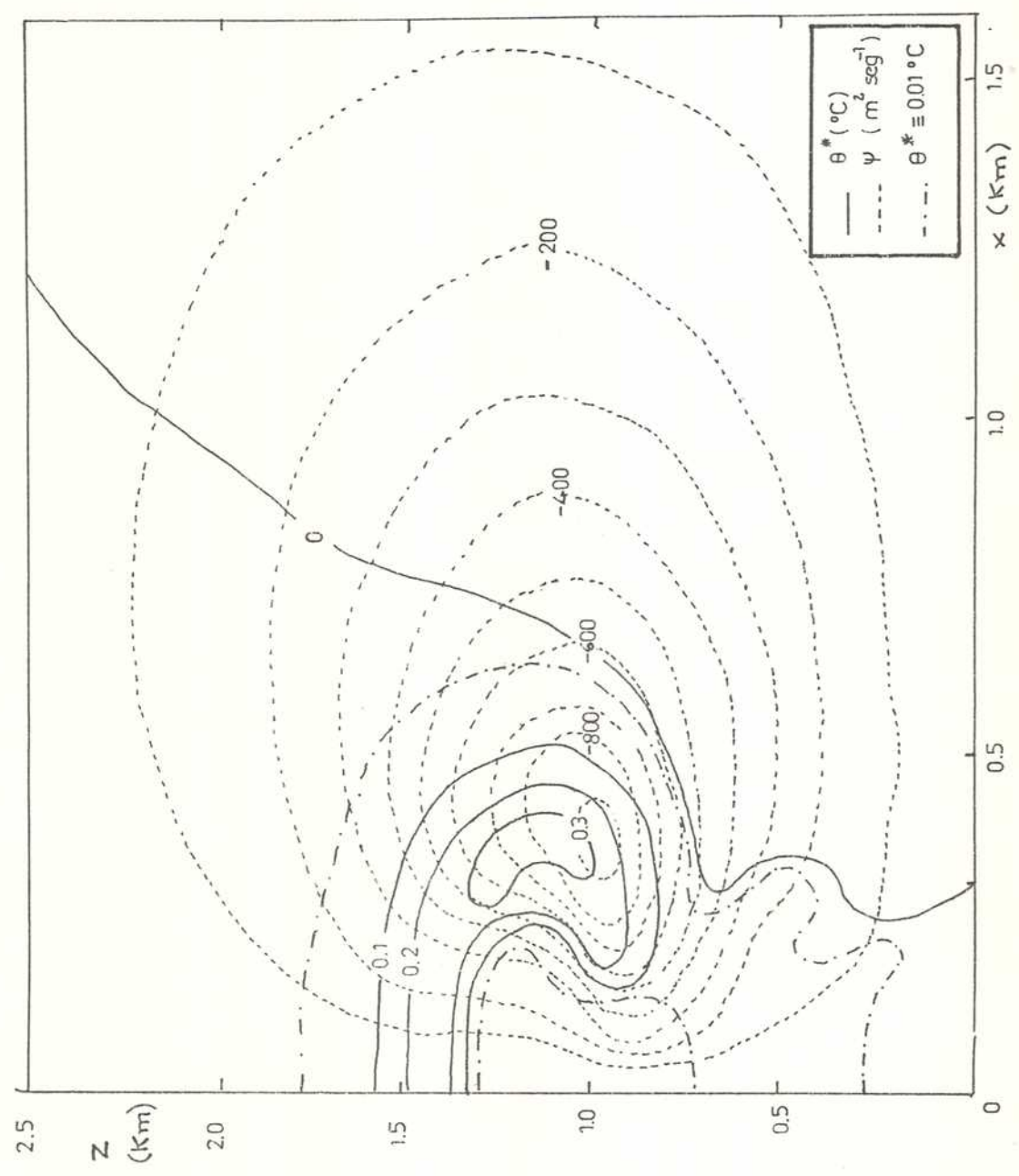


Fig. 12: Campos de la perturbación de la temperatura potencial ( $\theta^*$ ) y de la función corriente ( $\psi$ ) al cabo de 18 min. (Exp. I1).

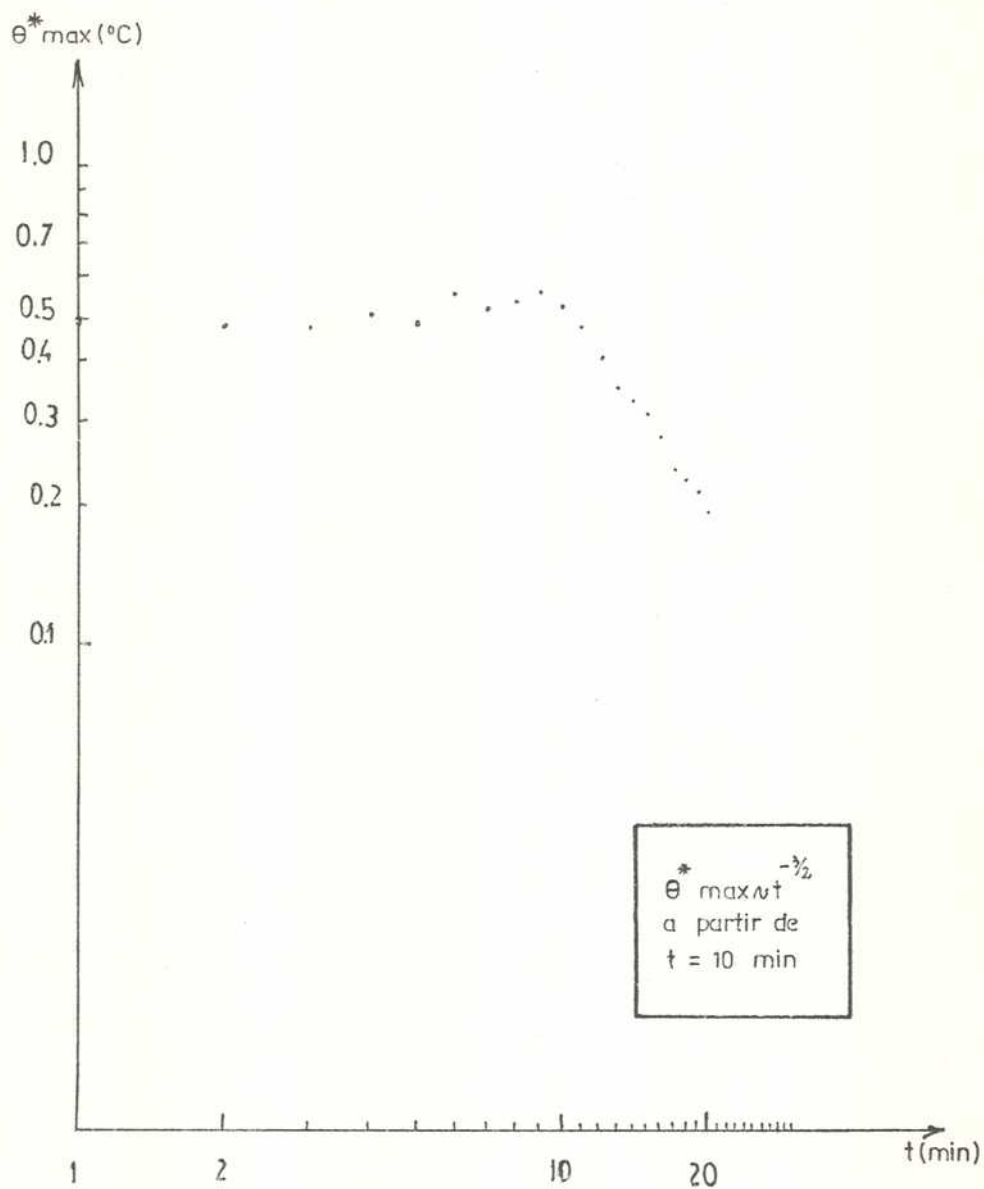


Fig. 13: Variación temporal de los valores máximos de la perturbación de la temperatura potencial ( $\theta^*_{\max}$ ) en escala logarítmica;  $\theta^*_{\max}(t=0) = 1^\circ\text{C}$ . (Exp.II).



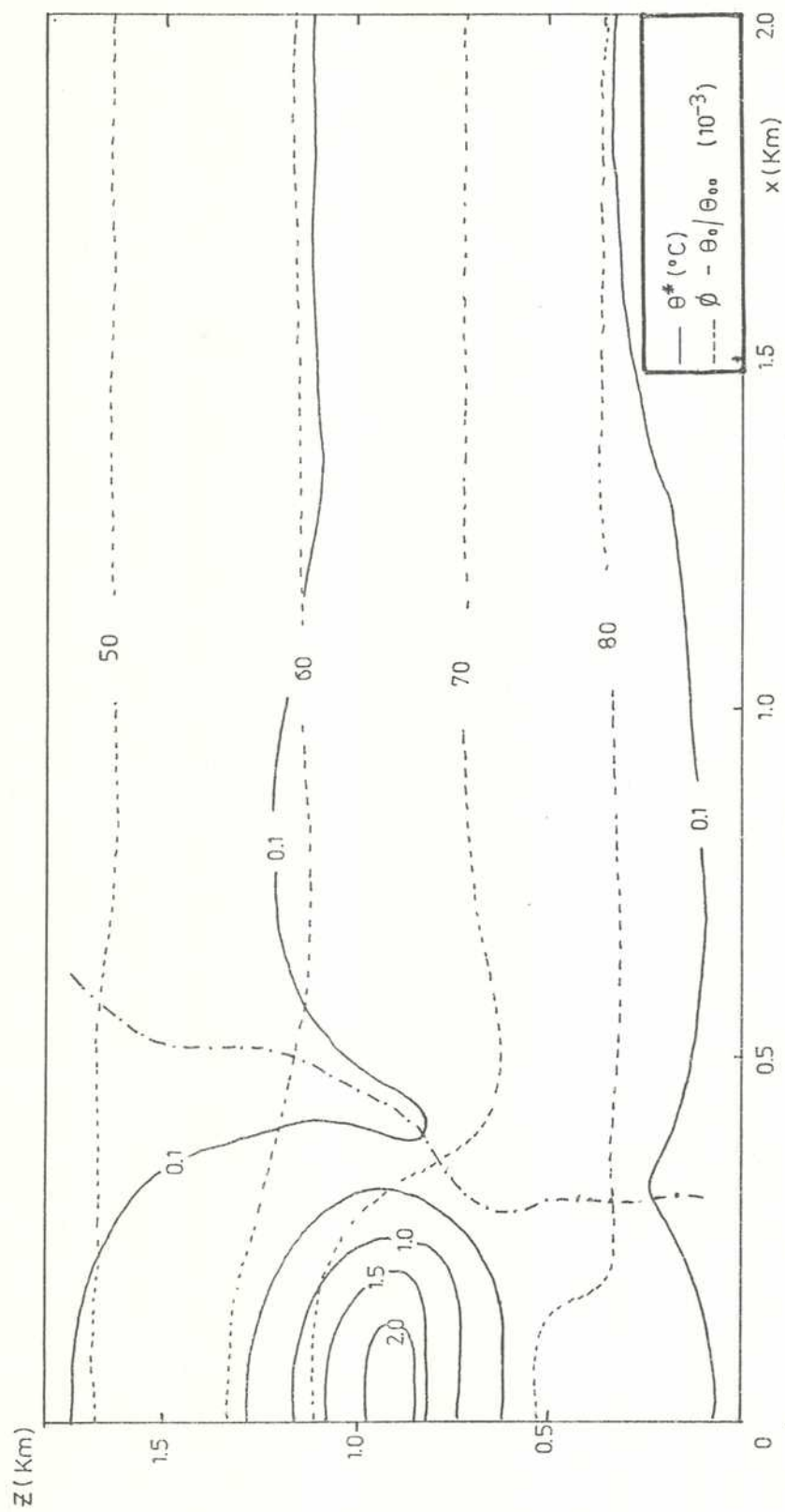


Fig. 14: Campos de la perturbación de la temperatura potencial ( $\theta^*$ ) y de la variable  $(\phi - \theta_0/\theta_{00})$  al cabo de 10 min. (Exp. I2).

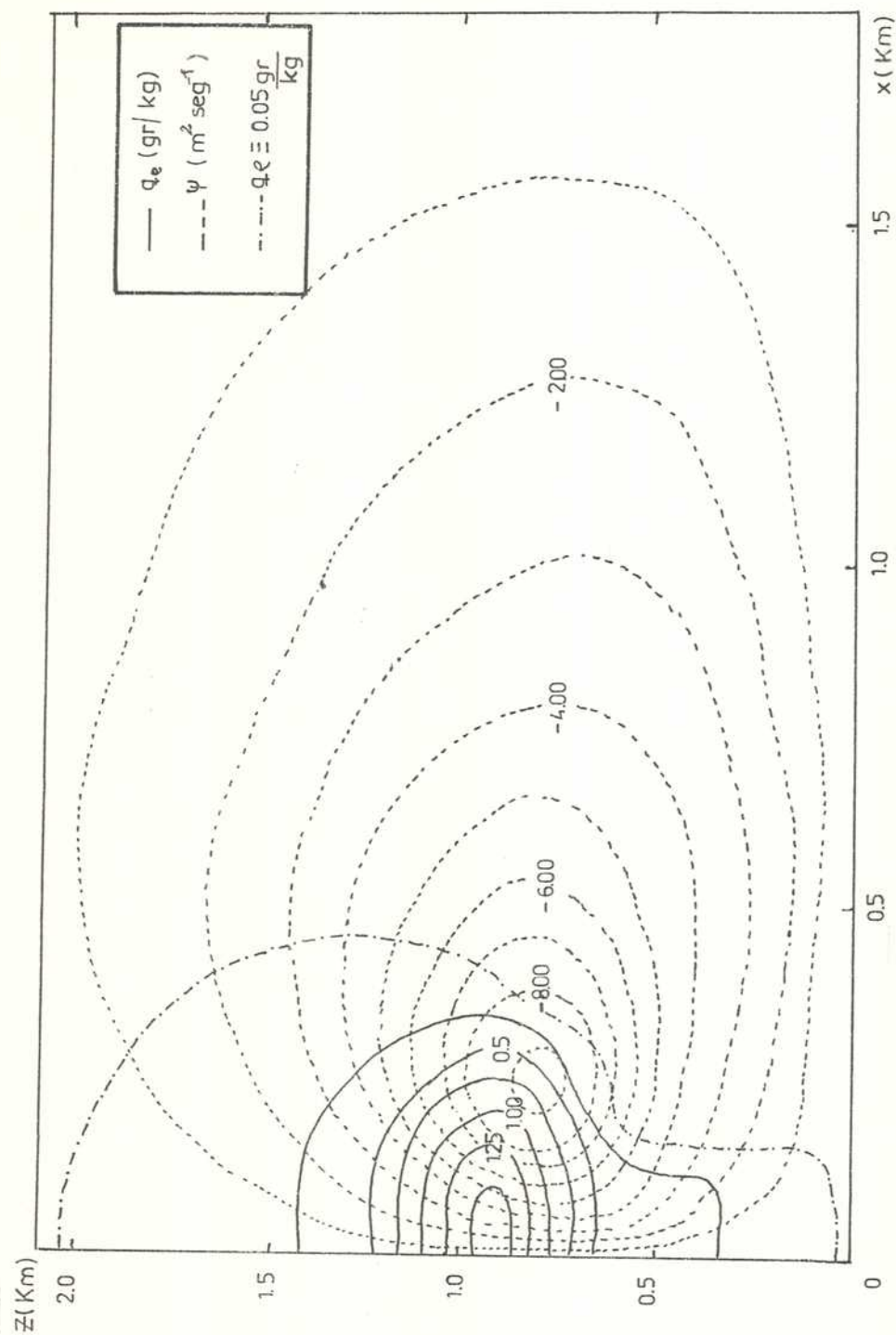


Fig. 15: Campos de la relación de mezcla del agua líquida ( $q_e$ ) y de la función corriente ( $\psi$ ) al cabo de 10 min. (Exp. I2).

to convectivo, que ya ha generado una nube Cu, asciende más rápidamente que en el caso de burbuja seca, inmerso en un entorno que desciende en un área extendida. En esta área, se observa un calentamiento débil, debido a la compresión adiabática no saturada. La nube ha superado en su parte superior los 2 Km de altura. Se conviene en considerar como límite arbitrario de la nube, la isolínea de 0,05 gr/Kg de la relación de mezcla del agua líquida. La circulación es más intensa que en el caso de convección seca (el valor de  $W_{\text{máx}}$  en la ascendente es de 2,6 y 4,4 m seg<sup>-1</sup> en los casos seco y saturado respectivamente).

En la Fig. 16 se han representado los campos de las componentes horizontal y vertical de la velocidad a los 13 minutos. El valor máximo de la velocidad de ascenso es de 7,5 m seg<sup>-1</sup> y el de descenso representa aproximadamente el 36,2% del valor correspondiente al ascenso, mientras que la relación de valores máximos entre el flujo horizontal que ingresa a la ascendente y el de esta última es de 49,2%. Estas relaciones han sido discutidas por Murray (1970) y Ogura (1963), quienes comparan los valores obtenidos en condiciones de simetría axial, con los que resultan de suponer simetría rectilínea. La restricción del movimiento a un plano, en este último caso, refuerza artificialmente la descendente y produce un calentamiento excesivo. Este argumento conduce a dichos autores a considerar más realista la simulación de la convección que utiliza geometría cilíndrica. Esta última, sin embargo, no posibilita la incorporación de la cortante vertical del viento, factor que interesa incluir en la dinámica de nubes Cu. Se observa, tal como señala Ogura (1963), una relación  $W_{\text{máx asc}}/W_{\text{máx desc.}}$  menor en la convección húmeda, respecto de la que se obtiene en la seca. Los campos de  $\theta^*$ ,  $\phi$  y de  $q_\ell$  y  $\Psi$  se han dibujado en las Fig. 17 y 18 también a los 13 min. Se comienza a formar un gradiente mayor en  $\theta^*$ ,  $\phi$  y  $q_\ell$  en el tope del núcleo de la burbuja, y se observa un mínimo relativo en la parte inferior, aunque más débil que en el caso seco.

Las Fig. 19 y 20 corresponden a los 18 minutos de integración. La nube ha alcanzado el tope del dominio y los campos de las distintas variables que se han representado, muestran configuraciones similares a las obtenidas en el experimento de convección seca neutral, con una fuente de calor constante, analizado por Nuñez (1977), en cuanto a la forma columnar del elemento convectivo que no se separa totalmente de superfi-

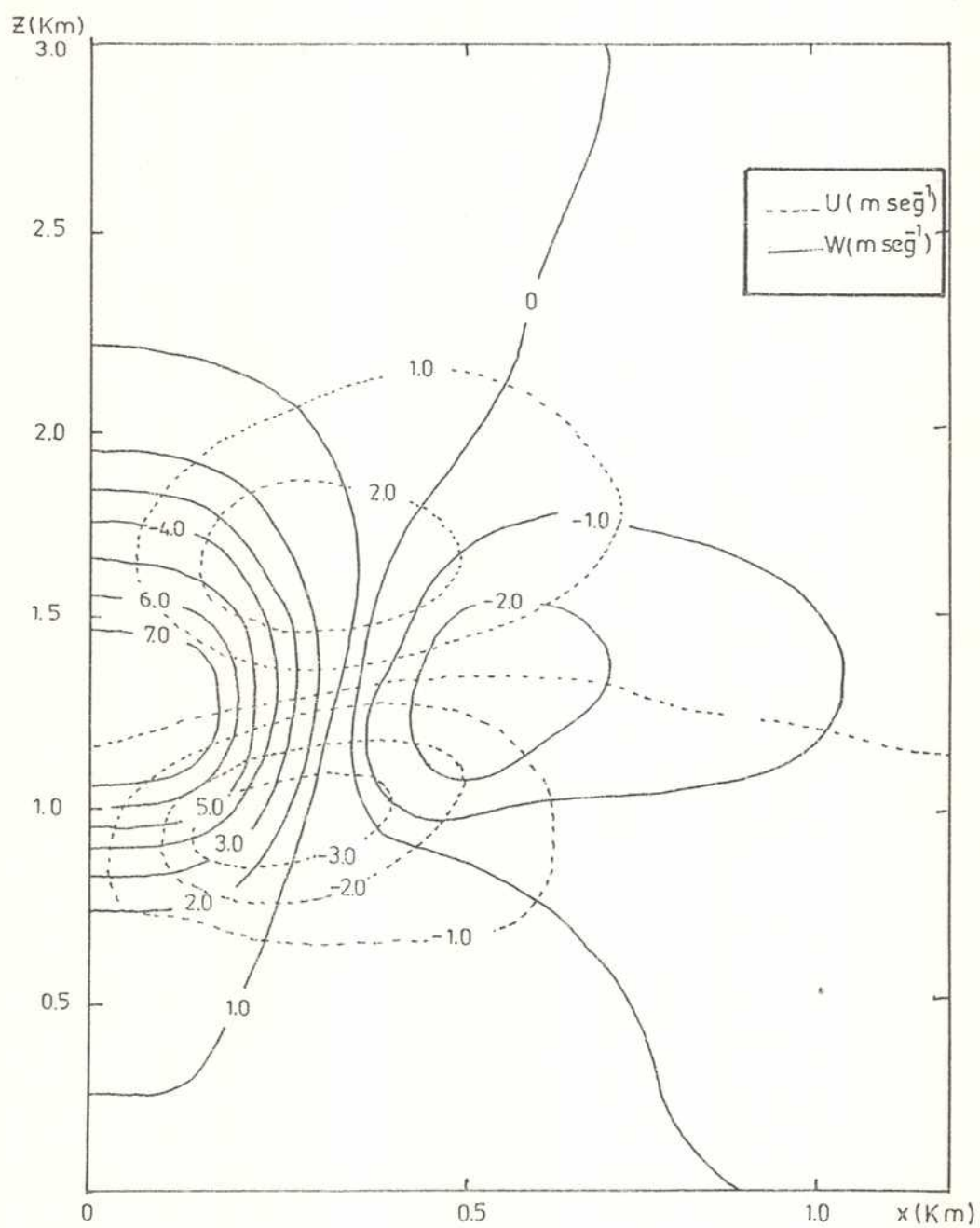


Fig. 16: Campos de las componentes horizontal (U) y vertical (W) del movimiento al cabo de 13 min. (Exp. I2).

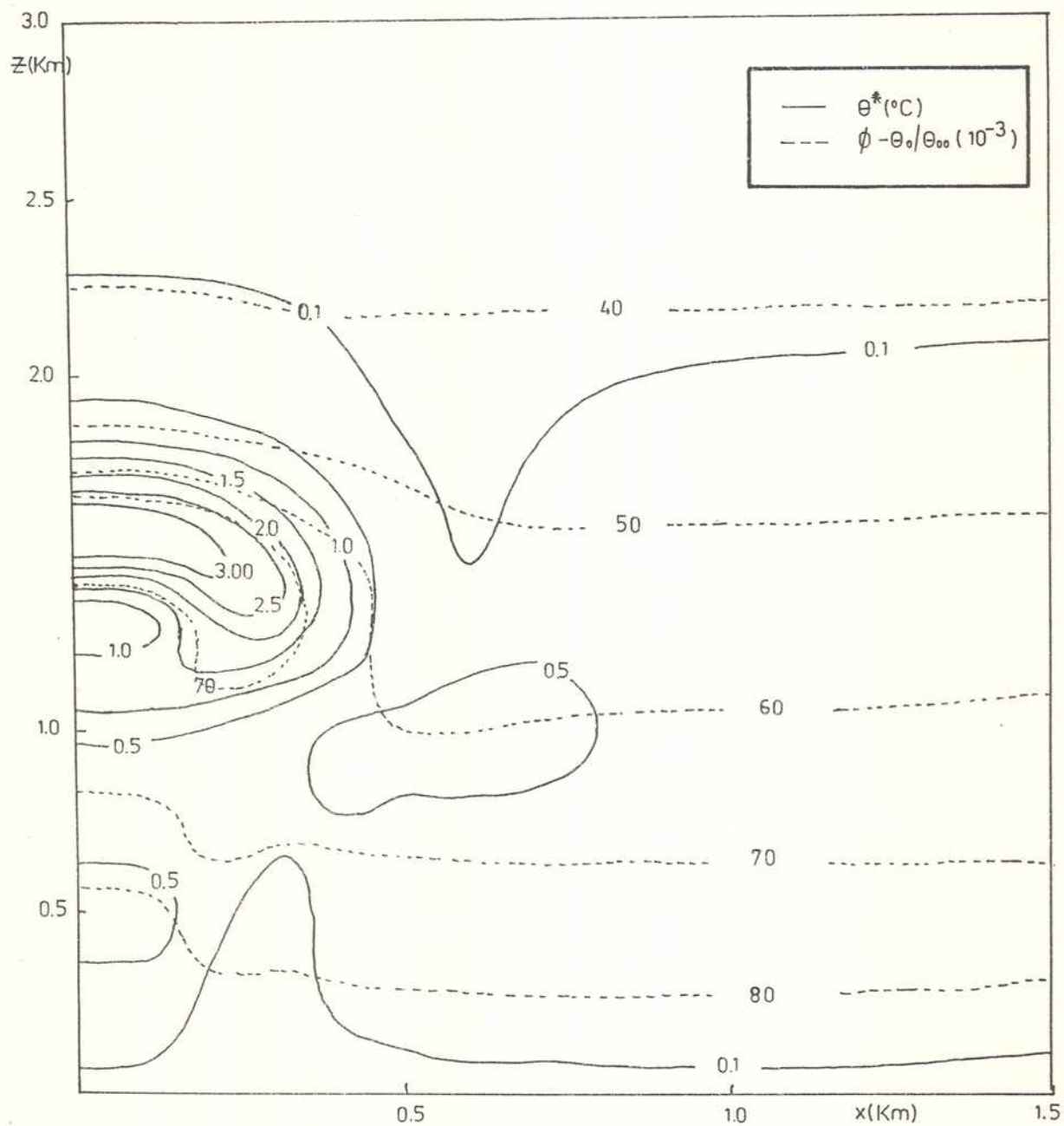


Fig. 17: Campos de la perturbación de la temperatura potencial ( $\theta^*$ ) y de la variable  $(\phi - \theta_0/\theta_{\infty})$  al cabo de 13 min. (Exp. I2).

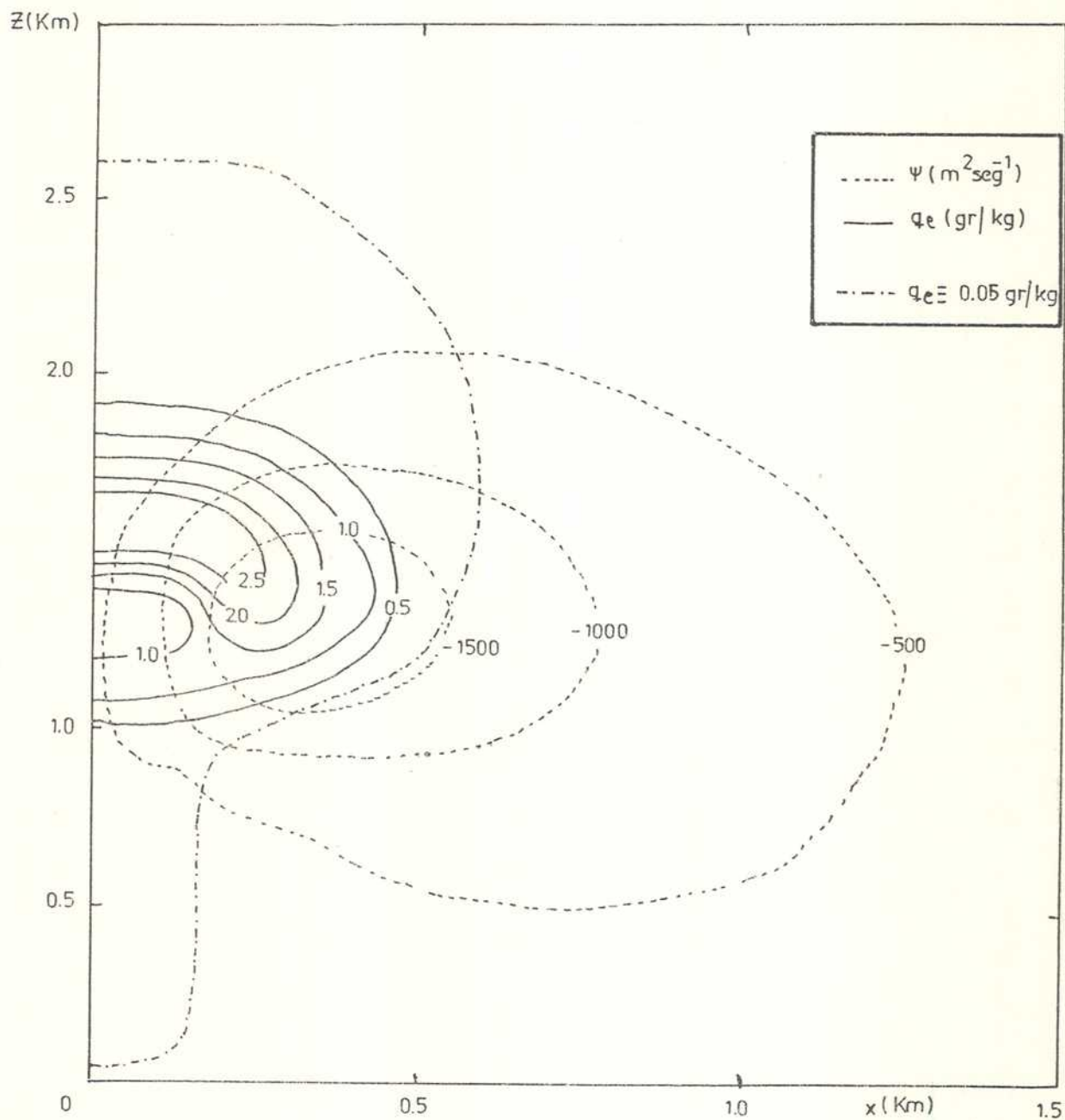


Fig. 18: Campos de la relación de mezcla del agua líquida ( $q_e$ ) y de la función corriente ( $\Psi$ ) al cabo de 13 min. (Exp. I2).



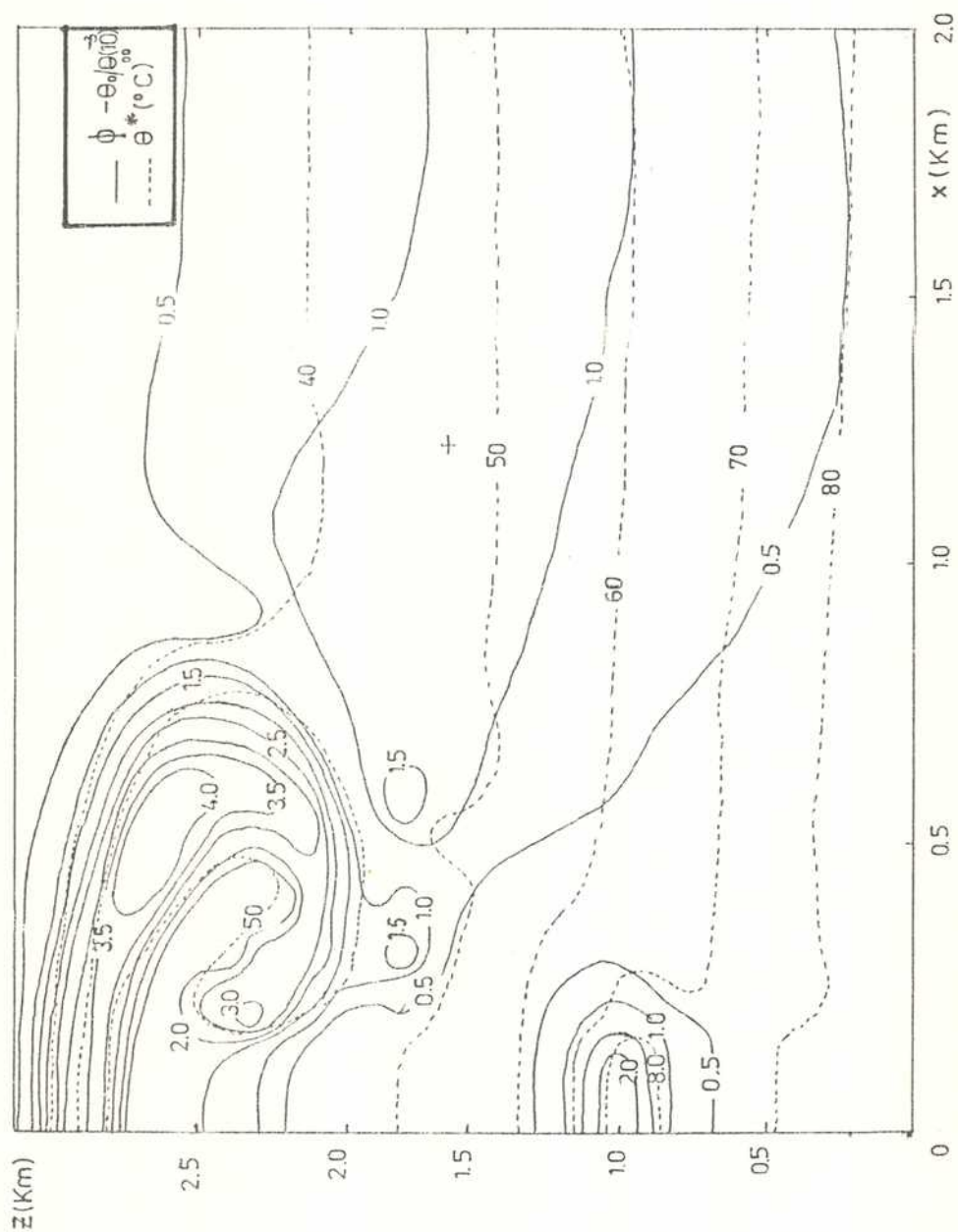


Fig. 19: Campos de la perturbación de la temperatura potencial ( $\theta^*$ ) y de la variable ( $\phi - \theta_0/\theta_{00}$ ) al cabo de 18 min. (Exp. I2).

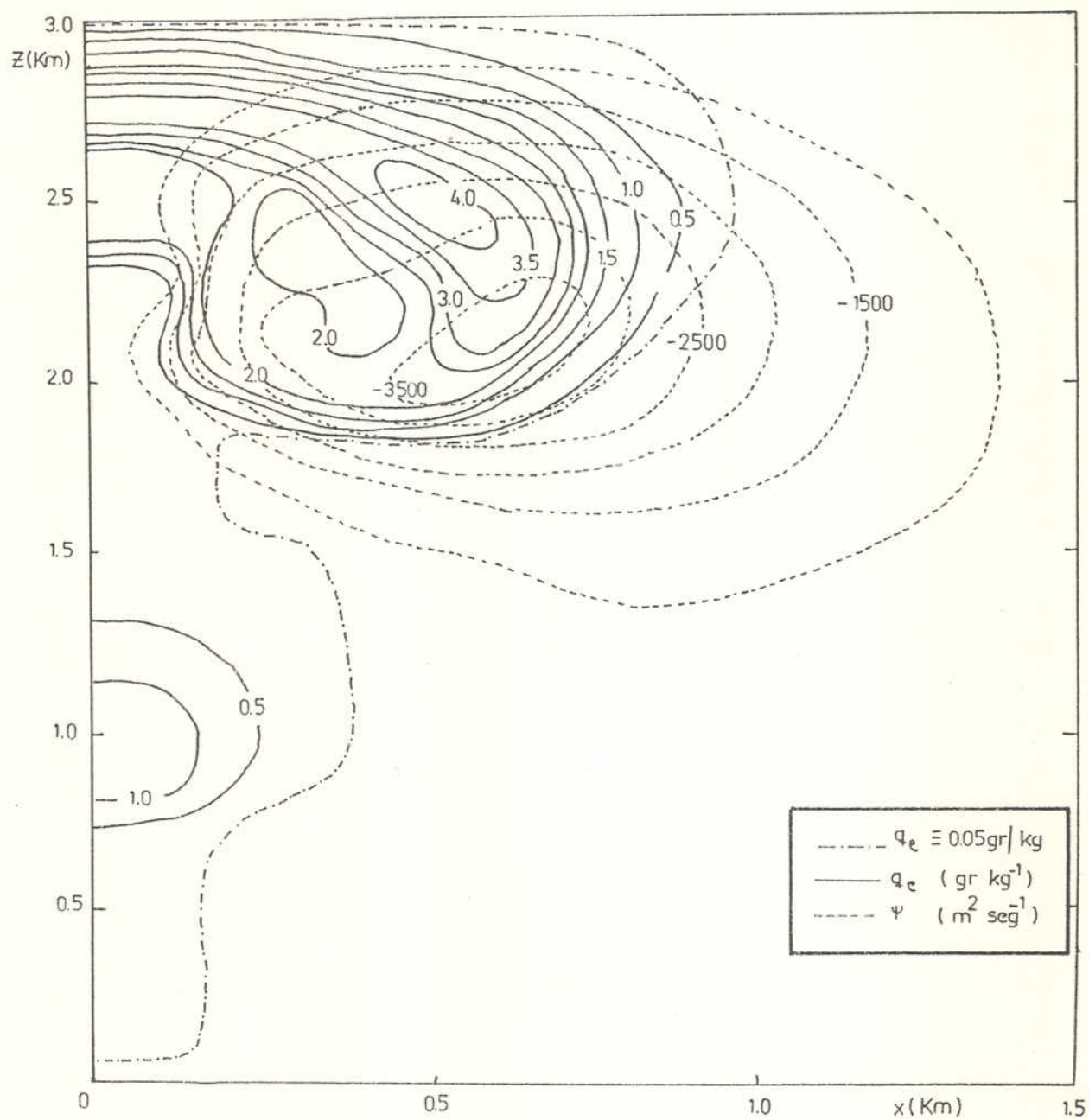


Fig. 20: Campos de la relación de mezcla del agua líquida ( $q_e$ ) y de la función corriente ( $\Psi$ ) al cabo de 18 min. (Exp. I2).

cie. Esta tendencia a un mayor crecimiento en la vertical que en la horizontal, característica de la convección húmeda, ha sido ya señalada por Ogura (1963), en contraste con la convección seca en atmósfera neutral, sin fuentes de calor. Esta última en cambio, presenta escalas horizontal y vertical similares. El núcleo caliente (Fig. 19) tiende a deformarse y a separarse en dos máximos, acentuándose la forma de hongo. El campo de  $q_\ell$  (Fig. 20) también se muestra muy perturbado, al ser influido por la presencia del límite superior.

Se ha aumentado el valor de  $K_M$  en el experimento I3, respecto del valor asignado en el experimento I2, con el fin de estudiar las eventuales diferencias en los resultados.

La Fig. 21 representa los campos de  $\theta^*$  y  $\Psi$  obtenidos al cabo de 10 minutos de integración, para el experimento I3 ( $K_M = 40 \text{ m}^2\text{seg}^{-1}$ ). La mezcla turbulenta mayor, explica en este caso una reducción en los valores máximos, para un mismo intervalo de tiempo, respecto del experimento anterior. El desarrollo es más lento y más débil, siendo sin embargo más rápido y mayor que en el experimento I1.

La nube alcanza el límite superior del recinto al cabo de 17 minutos de integración, y no se observan los mínimos relativos en las variables termodinámicas en la parte inferior de los máximos. A los 18 minutos (Fig. 22) el mismo elemento convectivo ha adquirido una configuración característica de la convección húmeda. En la parte superior están ubicados los valores máximos de las variables  $\theta^*$  y  $(\phi - \theta_0/\theta_{00})$ , observándose en esta zona gradientes verticales intensos de las variables señaladas. Tal como en el caso I2, una columna alargada mantiene esta parte superior unida a la base, y presenta una extensión horizontal que varía muy lentamente con el tiempo. La configuración obtenida por Ogura (1963), es aún más columnar en toda la extensión vertical, debido probablemente a la condición de geometría cilíndrica, impuesta por este autor.

En la Fig. 23 el campo de  $W$  presenta un máximo que supera los  $9 \text{ m seg}^{-1}$ , mientras que el valor máximo de la velocidad de descenso representa aproximadamente un 40% del valor correspondiente al ascenso. El máximo valor de  $u$  que ingresa a la ascendente alcanza al 44% del va-

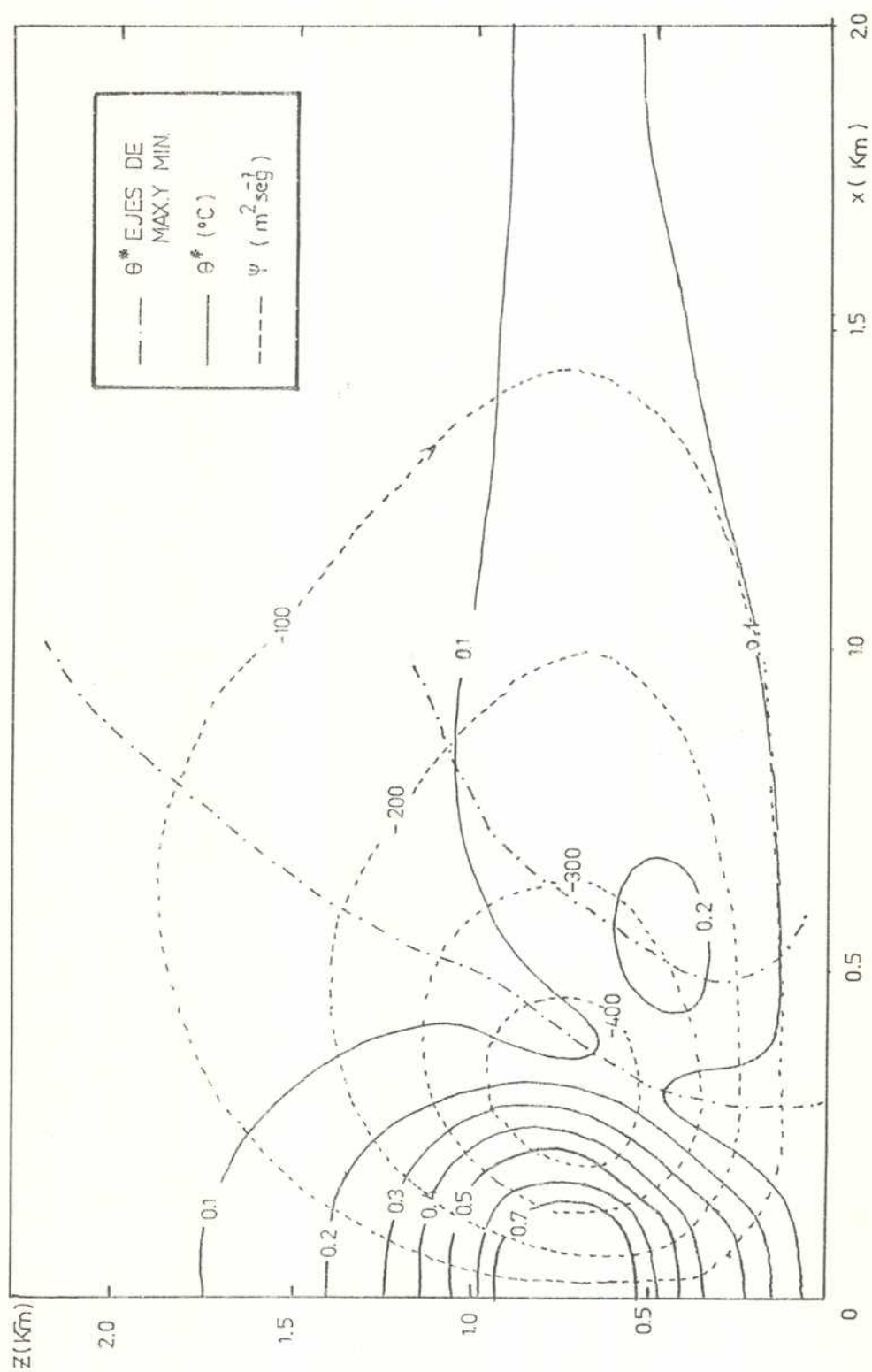


Fig. 21: Campos de la perturbación de la temperatura potencial ( $\theta^*$ ) y de la función corriente ( $\psi$ ) al cabo de 10 min. (Exp. I3).

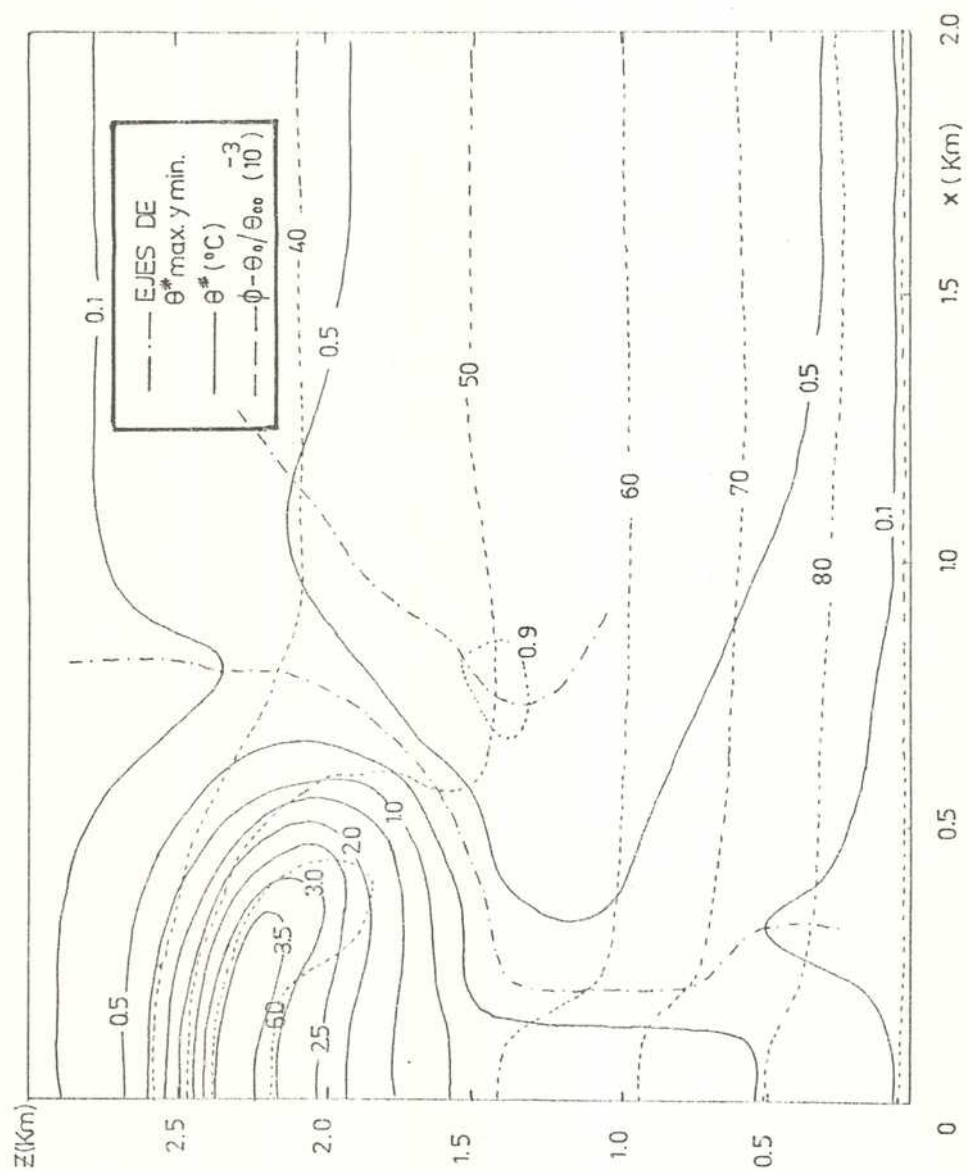


Fig. 22: Campos de la perturbación de la temperatura potencial ( $\theta^*$ ) y de la variable  $(\phi - \theta_0/\theta_\infty)$  al cabo de 18 min. (Exp. I3).

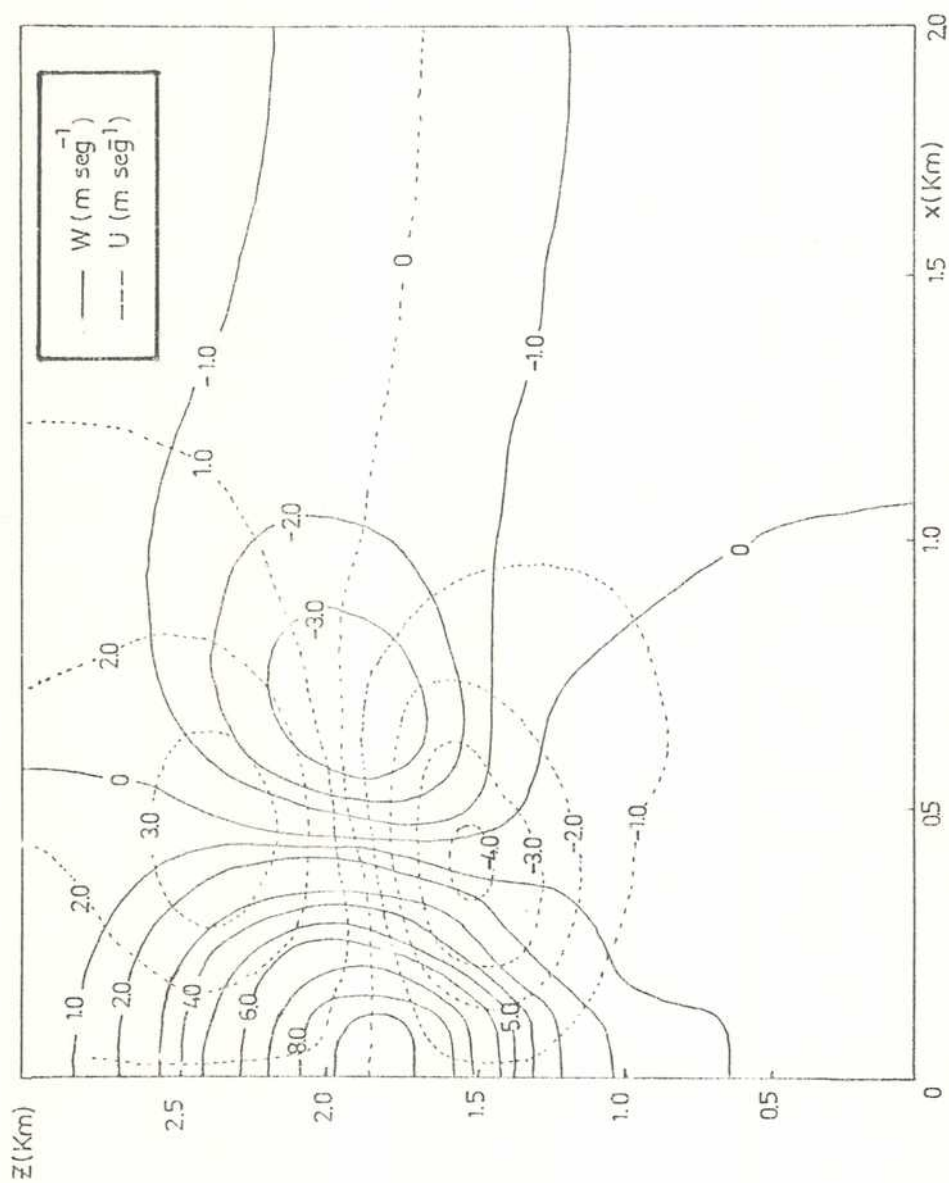


Fig. 23: Campos de las componentes horizontal (U) y vertical (W) del movimiento al cabo de 18 min. (Exp. I3).



lor máximo de  $W$ .

En la Fig. 24 se han representado los campos de la relación de mezcla  $q_g$  y de la función corriente  $\Psi$ . El primero de ellos, reproduce la configuración ya señalada para  $\theta^*$ , mientras que la circulación muestra una intensificación, respecto de los valores observados a los 10 minutos de integración. Se observa además, que el centro del vórtice ha ascendido a lo largo del borde de la nube.

Los resultados obtenidos en este experimento, no difieren en sus características principales de los ya señalados para el experimento I2. Se observa que, por un lado, el efecto de la turbulencia se manifiesta en la reducción de los valores máximos de las variables dinámicas y termodinámicas. Así, al cabo de 16 minutos, la  $W_{asc.}$  se reduce en un 35%,  $\theta^*$  en un 22,4% y  $q_g$  en un 26%. Por otra parte, la mayor turbulencia tiende a organizar la convección, en el sentido de preservar la configuración de los campos durante un tiempo mayor. En I2 el elemento convectivo presenta una forma de hongo más acentuada que en I3 y la nube se ve influída más rápidamente, por la presencia del límite superior del recinto de integración, debido a su crecimiento más rápido (lo alcanza a los 15 minutos de evolución).

Se ha observado en los experimentos I2 e I3, un comportamiento diferente de las distintas variables en la parte superior, respecto del correspondiente a la parte inferior del elemento convectivo. Este resultado, obtenido a partir de suponer un entorno inestable y saturado, conduce a Ogura (1963) a realizar un estudio más detallado de la evolución temporal de las variables dinámicas y termodinámicas en ambas regiones.

Dado que los valores máximos de las variables ocurren en la parte superior de la nube, para su caracterización resulta interesante analizar la velocidad de crecimiento de las variables  $\theta^*_{m\acute{a}x}$  y  $W_{m\acute{a}x}$  en el eje de simetría del movimiento convectivo, para los experimentos I2 e I3. Con ese fin, se han graficado en la Fig. 25 y 26 las variaciones temporales de los valores máximos de  $\theta^*$  y  $W$  respectivamente, para los experimentos I2 e I3. Se observa que, pasada la etapa de organización en ambos experimentos, cuando la advección predomina sobre la difusión de las propiedades, las variables señaladas presentan un crecimiento exponen-

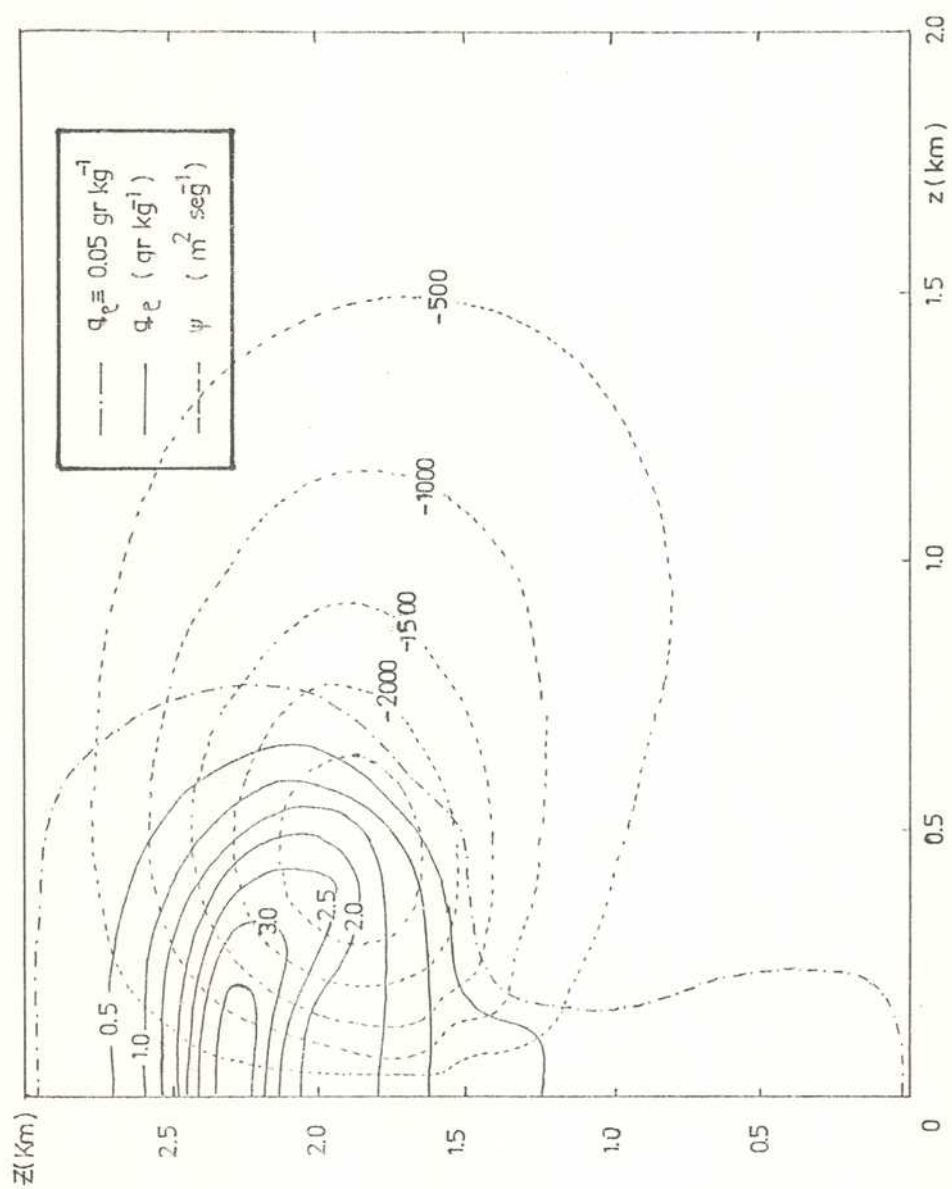


Fig. 24: Campos de la relación de mezcla del agua líquida ( $q_e$ ) y de la función corriente ( $\psi$ ) al cabo de 18 min. (Exp. I3).

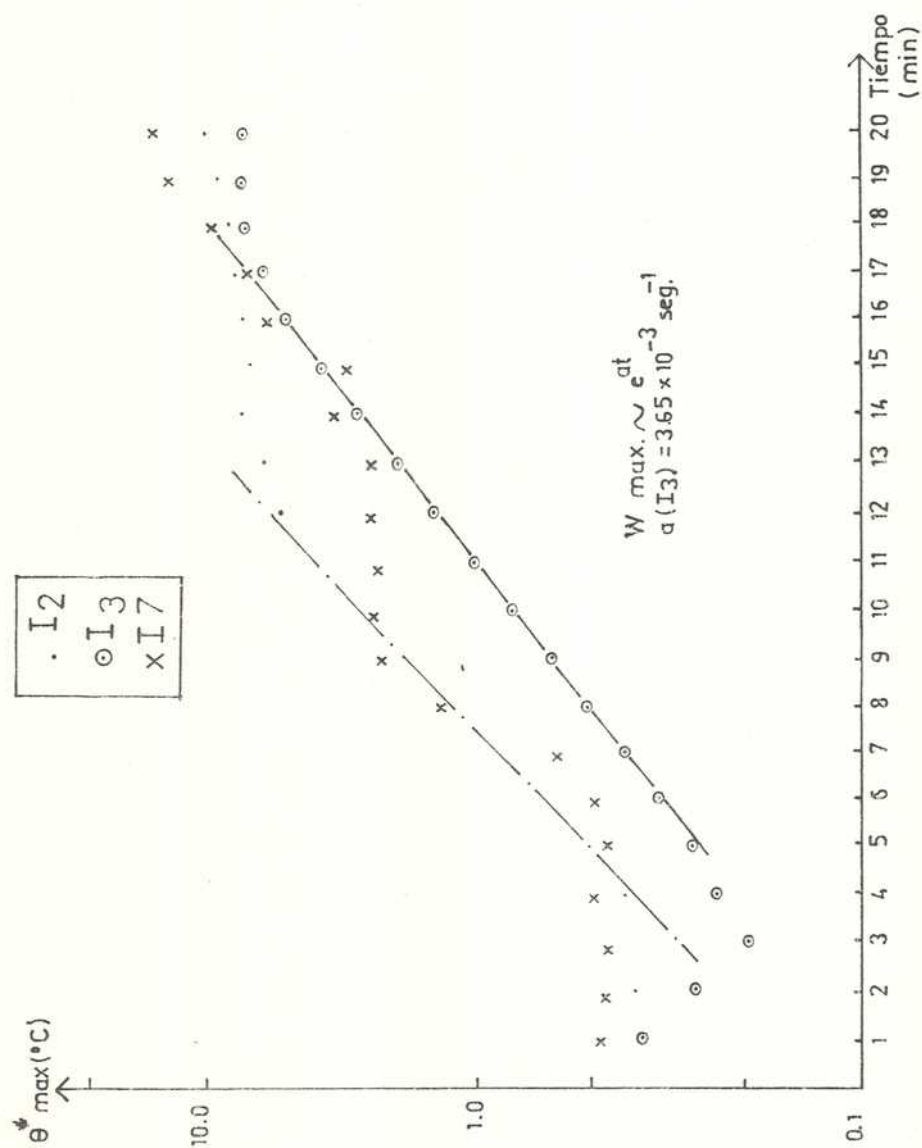


Fig. 25: Variación temporal del valor máximo de la temperatura potencial ( $\theta_{\max}^*$ ) para distintos experimentos ( $\theta$  en escala log.).

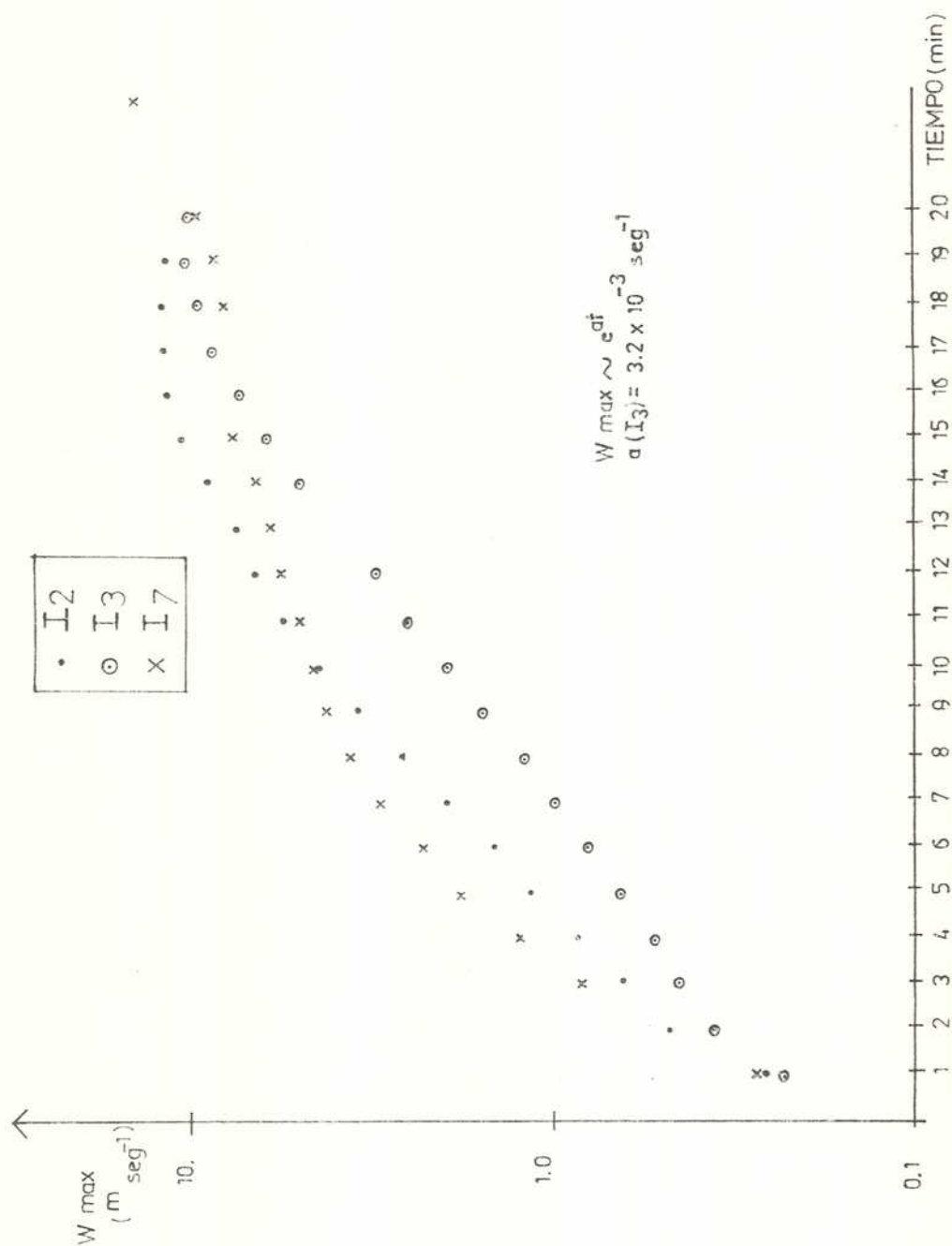


Fig. 26: Variación temporal del valor máximo de la velocidad vertical ( $W_{\max}$ ) para distintos experimentos ( $W$  en escala log.).

cial con el tiempo. Este crecimiento acompaña al ascenso definido de la burbuja con su núcleo caliente. Dado que en las Fig. 25 y 26 se han utilizado escalas logarítmicas, las pendientes de las rectas representadas permiten determinar la velocidad de crecimiento  $a_1$  o  $a_2$  en las relaciones  $\theta_{\text{máx}}^* \sim e^{a_1 t}$  o bien  $W_{\text{máx}} \sim e^{a_2 t}$ . Esta velocidad de crecimiento muestra valores aproximadamente iguales para ambas variables (Fig. 25 y 26). Si se disminuye la mezcla turbulenta (caso I2), se observa un aumento en la velocidad de crecimiento, tal como ya se ha mencionado. Ogura (1963), con condiciones iniciales similares pero distinta geometría en su modelo, obtuvo velocidades de crecimiento superiores a  $4 \times 10^{-3} \text{seg}^{-1}$ . Ogura discute y justifica la validez de los resultados, en cuanto a un crecimiento exponencial de las variables, a la luz de las teorías y observaciones existentes. Los esquemas numéricos utilizados en este modelo, ofrecen mayor garantía respecto a los empleados por Ogura, en cuanto a la no permisión de inestabilidades de tipo numérico. No siendo entonces adjudicable a causas numéricas, la inestabilidad de las variables responde a causas físicas, al menos durante el tiempo de integración utilizado.

Con el objeto de estudiar la evolución temporal de las variables en la parte inferior de la nube, se realiza un corte espacio-temporal de los valores de la velocidad de ascenso  $W(o, z, t)$  en el eje de simetría  $x = 0$ , correspondientes al experimento I3. Se observa en el corte mencionado (Fig. 27), que hay una tendencia a un estado estacionario que, con el transcurso del tiempo y hasta aproximadamente 15 minutos de evolución, se extiende verticalmente dentro de una capa de 800 m. de espesor. En la misma Fig. 27, y a su derecha, pueden observarse los perfiles verticales de la velocidad de ascenso, para distintos tiempos, siempre para el experimento I3. Se observa claramente, que en la capa inferior la velocidad de ascenso sigue una ley lineal, manteniéndose constante entre los 5 y 15 minutos de evolución del sistema convectivo. A partir de los 15 minutos, esta característica deja de observarse. El comportamiento señalado, ha sido descrito anteriormente por Ogura (1963).

Los experimentos I4, I5, I6 e I7 se realizaron con el fin de simular condiciones no saturadas, en la atmósfera de referencia. Los resulta-

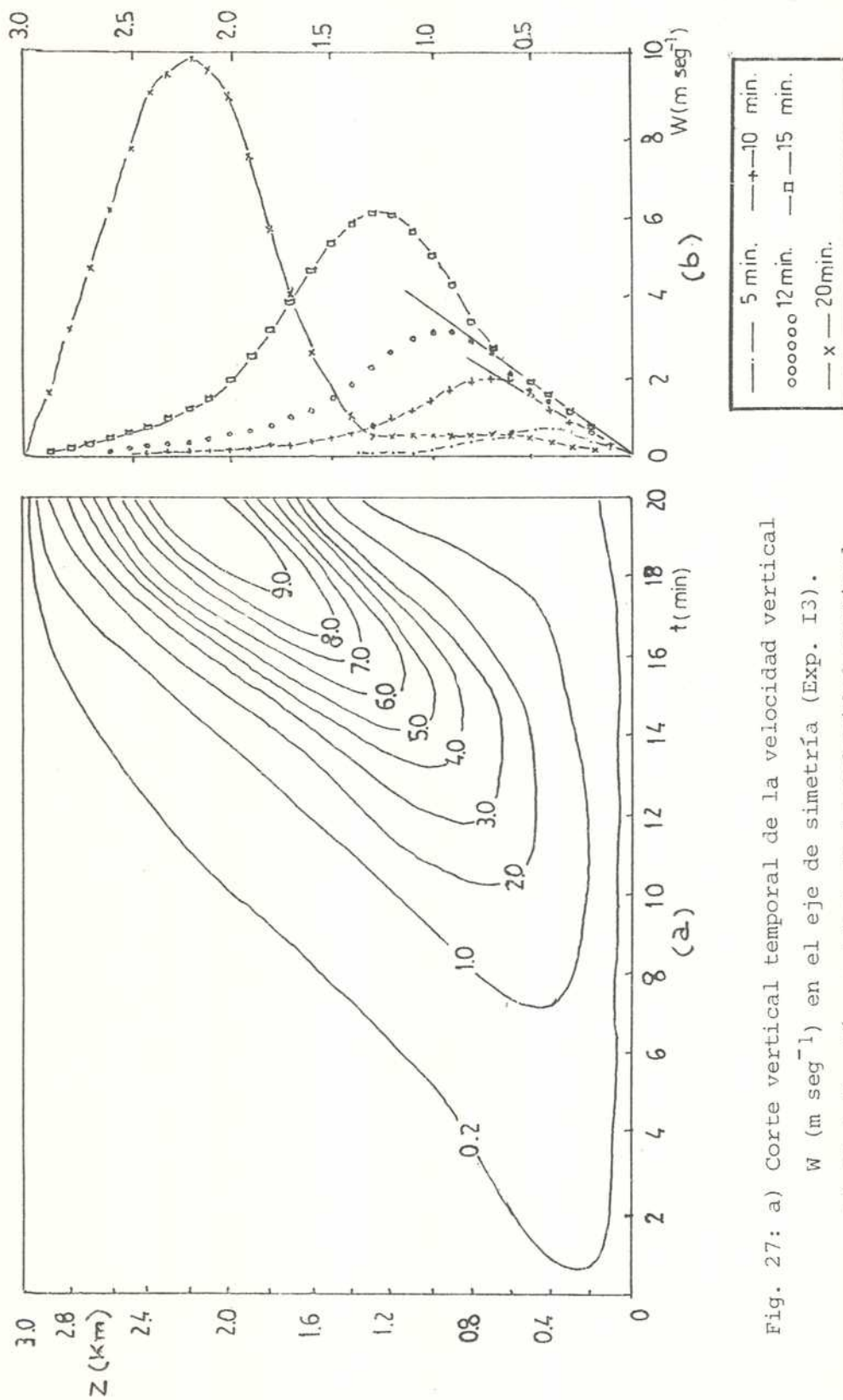


Fig. 27: a) Corte vertical temporal de la velocidad vertical

$W$  ( $\text{m sec}^{-1}$ ) en el eje de simetría (Exp. I3).

b) Distribución vertical de la velocidad vertical

$W$  en el eje de simetría al cabo de distintos tiempos de integración.



dos de los dos primeros son similares entre sí, en cuanto no se alcanza la saturación y no se libera la inestabilidad condicional existente, aún cuando se ha supuesto una temperatura elevada en superficie. El método de la parcela da para I4 un primer ascenso, posibilitado por el impulso inicial en  $\theta^*$ , que se ve frenado por un empuje negativo, tal que no resulta posible alcanzar el nivel de condensación. El movimiento resultante para los experimentos I4 e I5 consiste en la generación y propagación de ondas de gravedad internas estables.

En las Fig. 28a y 29a se han dibujado los campos de  $\theta^*$  y  $\Psi$  respectivamente, a los 2 minutos de integración para el experimento I4: la primera, muestra una perturbación negativa en  $\theta^*$ , superpuesta a la burbuja caliente y una circulación que no difiere en esta primera etapa de la observada en casos de entorno saturado. Esta perturbación negativa se genera por ascenso forzado de aire no saturado. Posteriormente, a los 5 minutos, esta circulación primaria se elonga horizontalmente (Fig. 29b), mientras que el núcleo frío desciende, se intensifica y tiende a desplazar al núcleo caliente, que se aleja del eje de simetría (Fig. 28b). Este comportamiento se manifiesta más claramente a los 7 min., en que el mínimo de  $\theta^*$  está centrado en el eje de simetría (Fig. 30). A los 7 minutos, se visualiza en el campo de  $\Psi$  (Fig. 31) una circulación de sentido opuesto, que se inicia por encima de la principal. Esta circulación secundaria es predominante al cabo de los 13 minutos de integración del modelo (Fig. 32). Este proceso se repite en el tiempo, cambiando alternativamente el signo de la función corriente (ver la Fig. 33 a los 20 minutos).

Se ha graficado en la Fig. 34 la evolución temporal de  $\theta^*$  y  $W$  en el punto  $x = 0$ ,  $z = 300$  m para el experimento I4. En esta figura se observa un carácter oscilatorio en los valores, con un período de alrededor de 15 minutos, que podría esperarse de un análisis lineal aplicado a ondas de gravedad internas estables en dos dimensiones (para el caso

seco sería 
$$T^2 = \frac{(\ell_x^2 + \ell_z^2) 4\pi^2}{\frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} L_z^2}$$
 representando  $\ell_x$   $\ell_z$  las longitudes de

onda en las direcciones  $x$  y  $z$  respectivamente). Los resultados anteriores concuerdan con los encontrados por Ogura, para casos similares a los experimentos realizados en este trabajo.

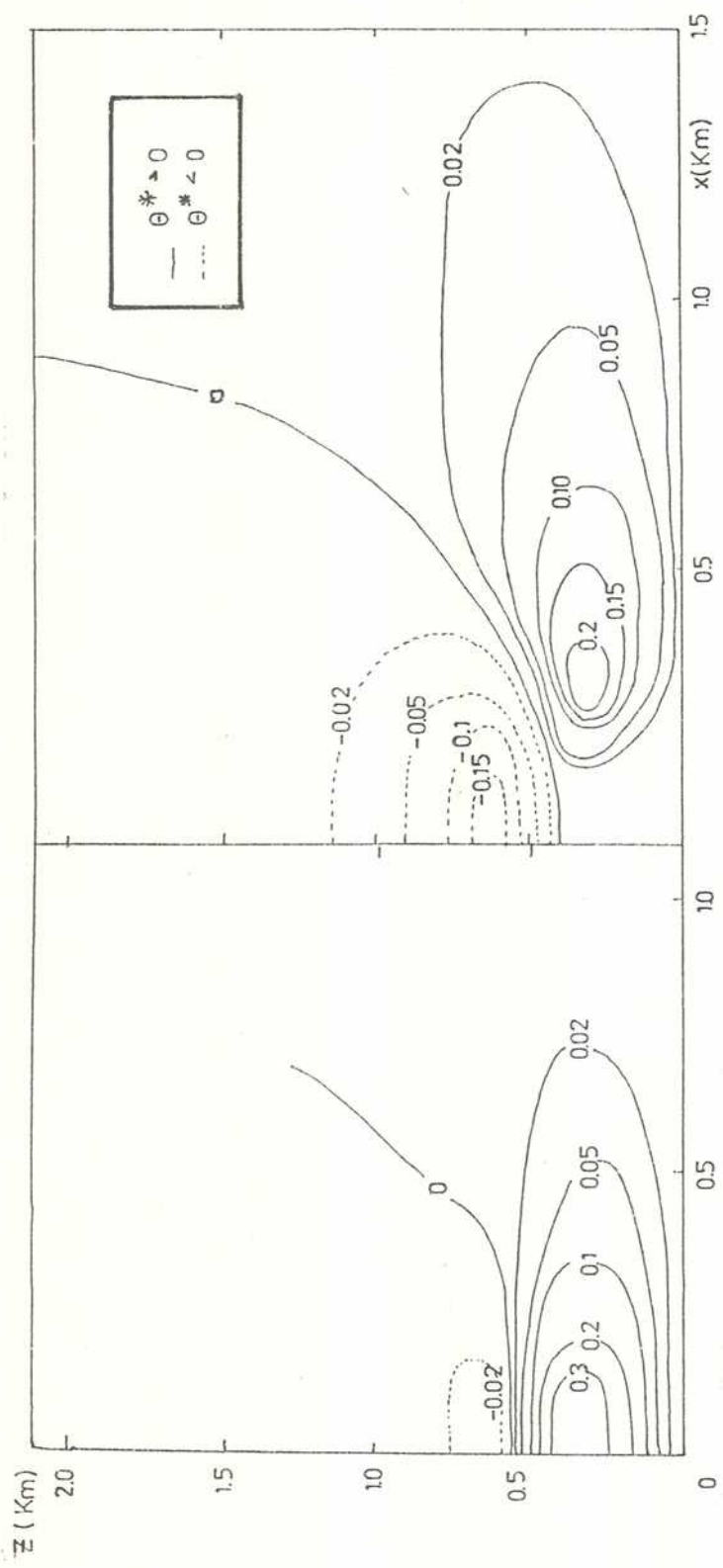


Fig. 28a: Campo de la perturbación de la temperatura potencial ( $\theta^*$ ) al cabo de 2 min. (Exp. I4).

Fig. 28b: Campo de la perturbación de la temperatura potencial ( $\theta^*$ ) al cabo de 5 min. (Exp. I4).

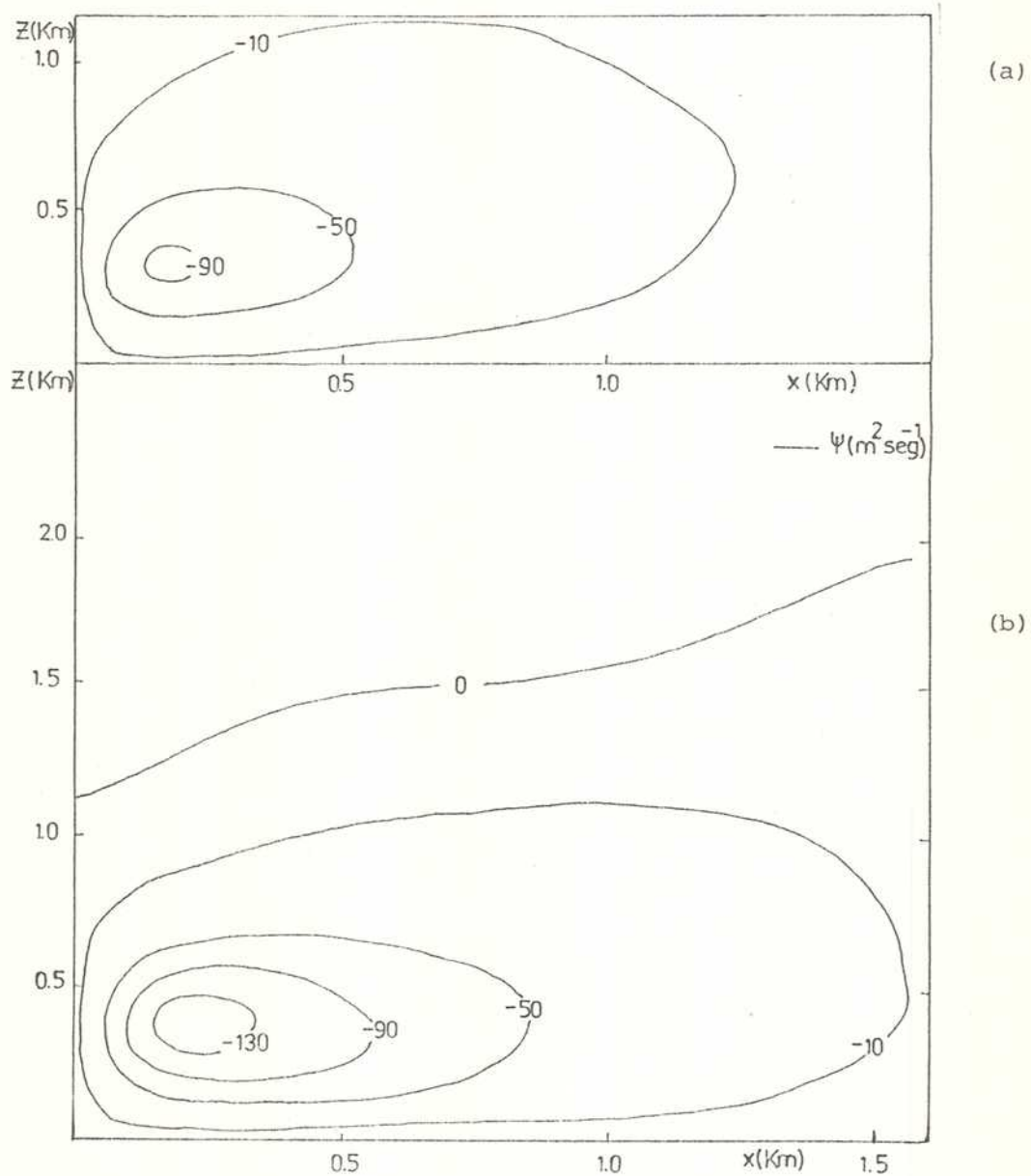


Fig. 29 (a): Campo de la función corriente ( $\Psi$ ) al cabo de 2 min. (Exp. I4).

(b): Campo de la función corriente ( $\Psi$ ) al cabo de 5 min. (Exp. I4).

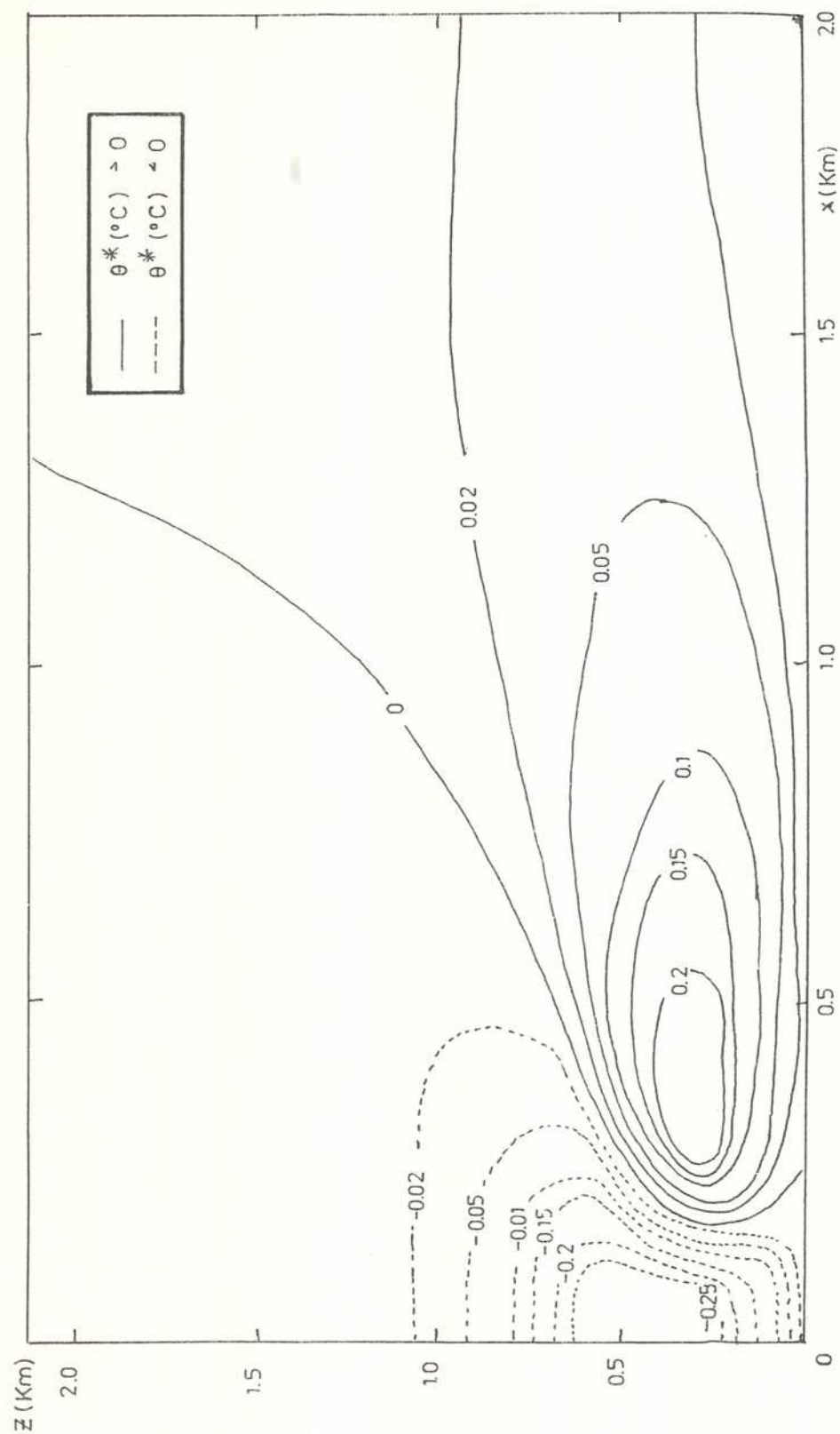


Fig. 30: Campo de la perturbación de la temperatura potencial ( $\theta^*$ ) al cabo de 7 min.  
(Exp. I4).

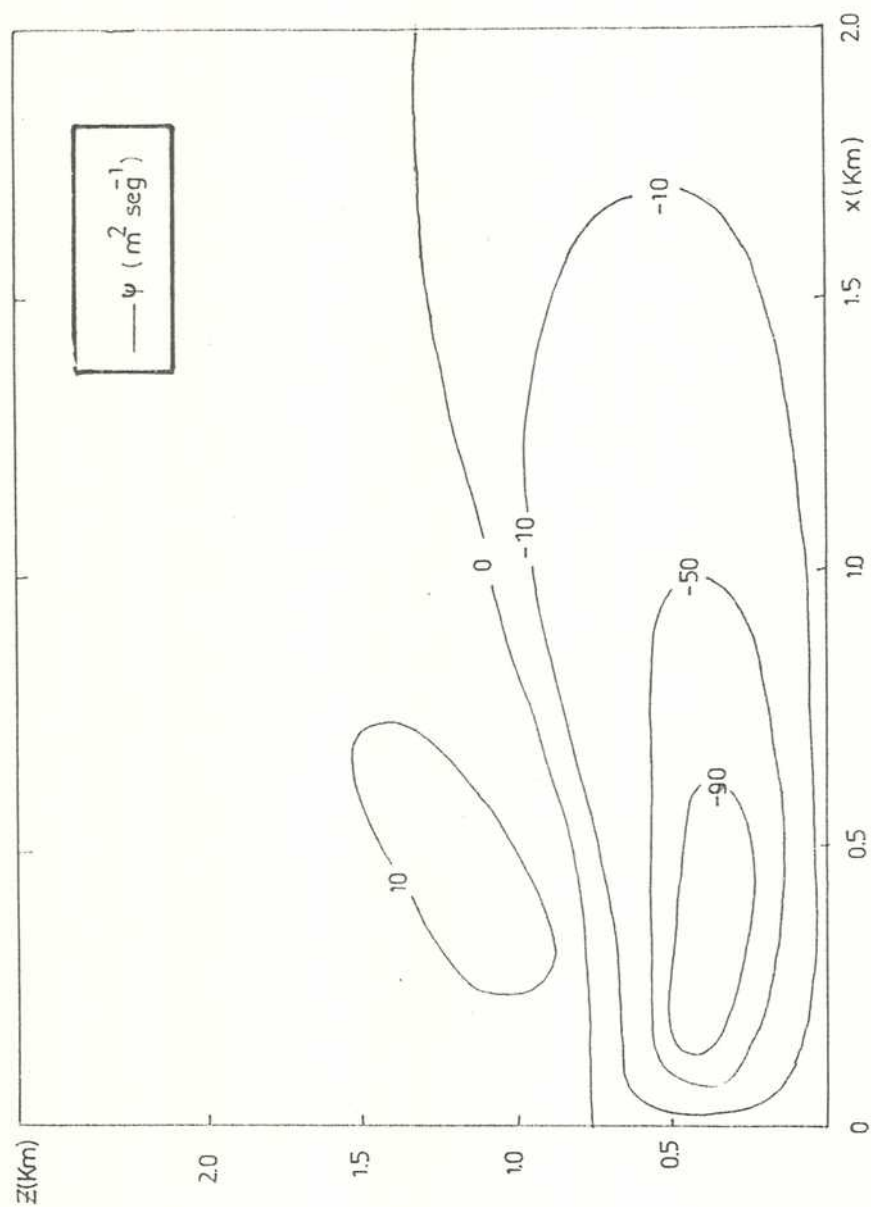


Fig. 31: Campo de la función corriente ( $\Psi$ ) al cabo de 7 min. (Exp. I4).

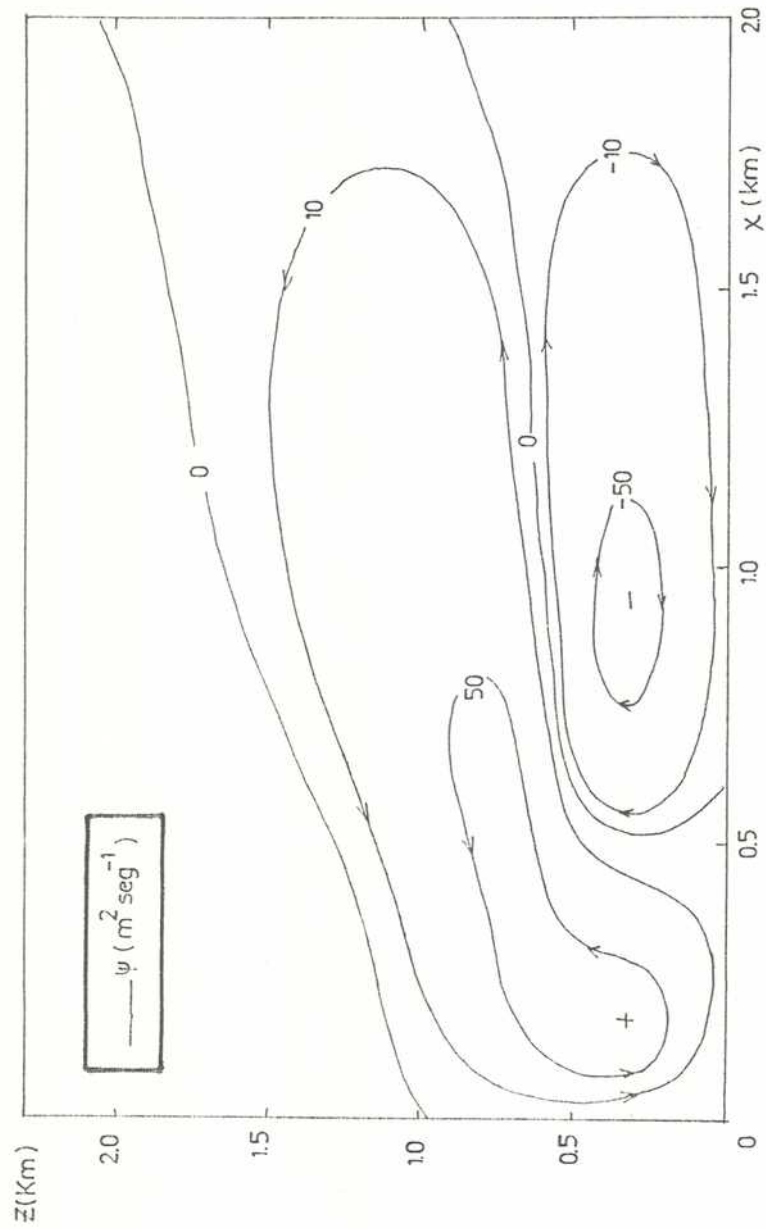


Fig. 32: Campo de la función corriente ( $\psi$ ) al cabo de 13 min. (Exp. I4).



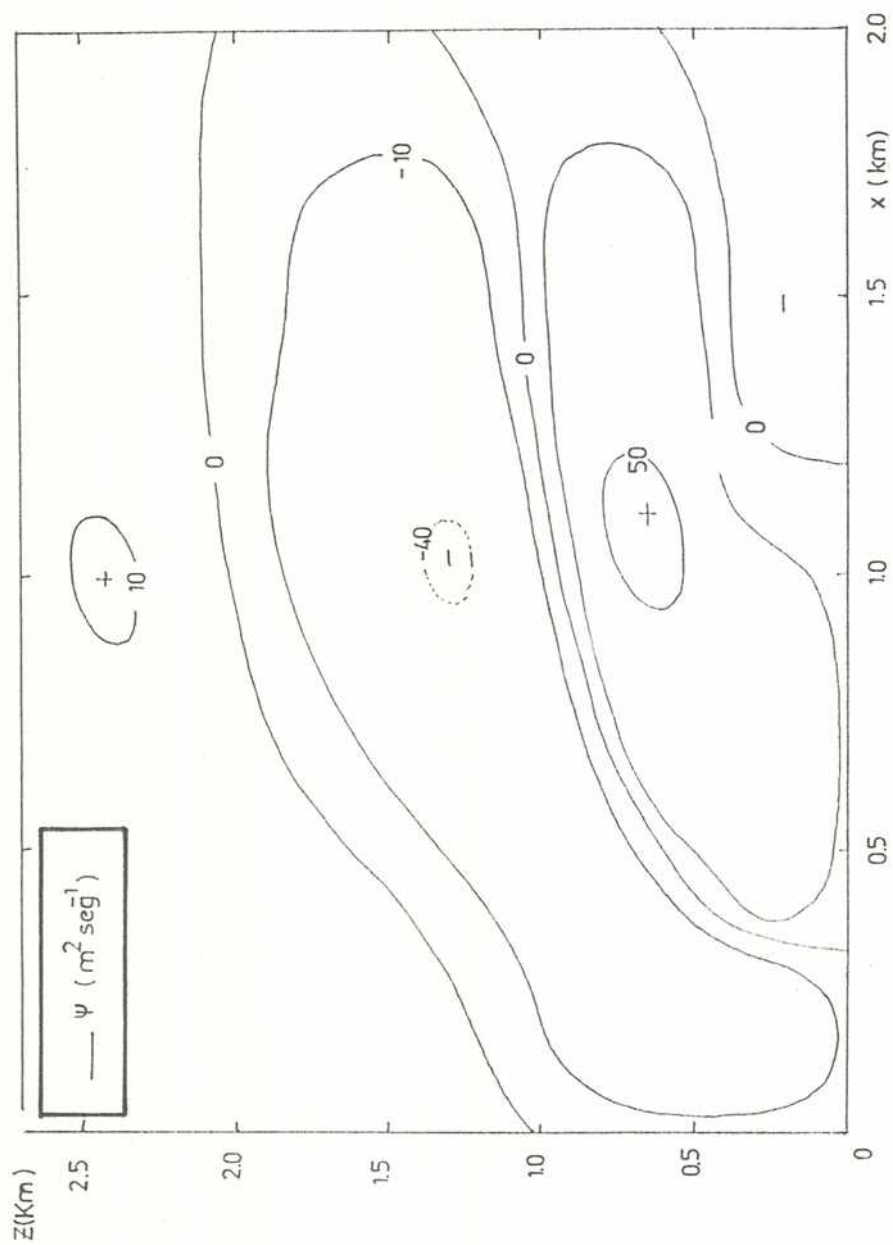


Fig. 33: Campo de la función corriente ( $\psi$ ) al cabo de 20 min. (Exp. I4).

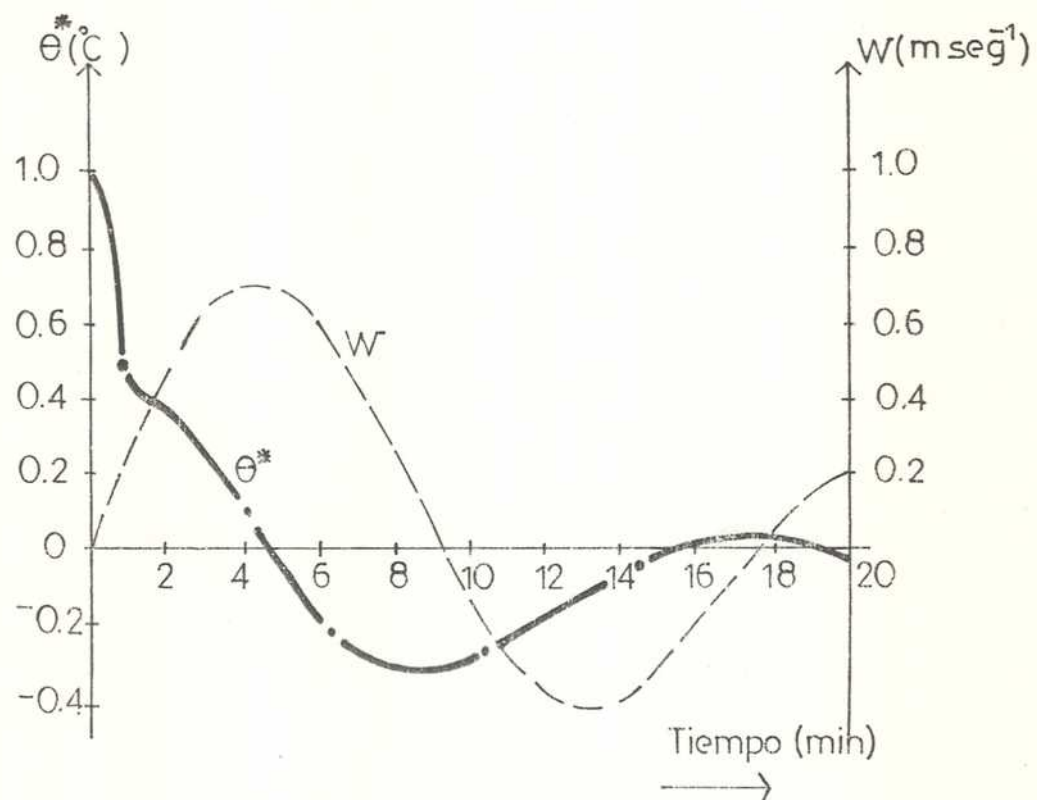


Fig. 34: Evolución temporal de la perturbación de la temperatura potencial ( $\theta^*$ ) y de la velocidad vertical  $W_{\uparrow}$  en el punto  $x = 0$ ,  $z = 300$  m (Exp. I4).

El experimento I6 supone un gradiente térmico neutral y un gradiente vertical positivo en la humedad relativa, en la capa en la que se introduce inicialmente una perturbación en  $\theta^*$ . Los perfiles de temperatura y humedad resultantes, son similares a los de una atmósfera tropical ideal. En este caso, se forma una nube a los 9 minutos de integración. En el experimento I7, que sólo difiere en suponer una humedad relativa inicial constante con la altura e igual al 80%, se alcanza la saturación a los 8 minutos. En ambos casos la convección es más débil que en los casos saturados analizados antes. Se requiere entonces valores menores de  $K_M$  para simular la convección. Los gráficos de crecimiento de los valores máximos de las variables  $\theta^*$  y  $W$  para estos casos, no siguen una ley exponencial e indican una mayor desorganización en el desarrollo, respecto de los casos saturados (ver las curvas correspondientes a I7 en las Fig. 25 y 26). El elemento convectivo no presenta forma columnar. El espesor de la nube, al alcanzar ésta el límite superior del recinto, es de 1 Km (a los 23 min. de integración, para el caso I6). El inicio de la condensación se demora al iniciarse la convección en una zona con  $\theta^* > 0$  y por lo tanto más seca que el entorno.

En el experimento I8 se ha querido probar la influencia del término de empuje debido al vapor de agua en la componente vertical de la ecuación de movimiento, contribución no incluida ni en el tratamiento de Ogura y Phillips (1962), ni en la simulación de la convección húmeda no profunda realizada por Ogura (1963). En la Tabla 4 se presentan valores máximos y la altura de su ubicación, para algunas variables dinámicas y termodinámicas correspondientes a distintos experimentos. Se han incluido los valores correspondientes al experimento I8 cada 4 minutos. Las diferencias respecto de I3, parecen empezar a ser significativas a partir de los 8 minutos de integración. A los 16 minutos, los valores de  $\theta^*_{\text{máx}}$  y  $W_{\text{máx}}$  son inferiores en más de un 30% en el caso I8 respecto del caso I3. Se confirma entonces, la necesidad de incluir este término en la expresión del empuje (2.97).

En el experimento E1, se han reemplazado los factores  $1/T_{00}$  y  $1/\theta_{00}$  por los correspondientes factores variables con la altura  $1/T_0(z)$  y

Tabla 4: Valores máximos y medios de distintas variables para los experimentos I3, E1, E6, E7 e I8.

T (min)	Exp	$W_{\text{máx}}$ (m seg <sup>-1</sup> )	$Z_{W \text{ máx}}$ (m)	$\theta_{\text{máx}}^*$ (°C)	$Z \theta_{\text{máx}}^*$ (m)	$q_{\text{máx}}$ (10 <sup>-3</sup> )	$\langle \theta^* \rangle$ (°C)
0	Todos	0	-	1,0	300	0	0,0076
2	I3	0,36	300	0,27	300	0,0158	-
	E1	0,35	300	0,26	300	0,0168	0,0085
	E6	0,35	300	0,26	300	0,0147	0,0073
4	I3	0,53	400	0,24	400	0,0743	-
	E1	0,49	400	0,22	400	0,0778	0,015
	E6	0,49	400	0,21	400	0,0727	0,013
	I8	0,49	400	0,24	400	0,0708	0,026
5	I3	0,66	400	0,28	400	0,125	-
	E1	0,60	400	0,25	500	0,127	0,019
	E7	0,59	400	0,26	400	0,133	0,02
6	I3	0,79	500	0,34	500	0,19	-
	E1	0,70	400	0,29	500	0,19	0,027
	E6	0,67	400	0,28	400	0,18	0,023
8	I3	1,22	500	0,52	600	0,36	-
	E1	1,00	500	0,41	600	0,34	0,044
	E6	0,95	500	0,40	500	0,32	0,037
	I8	1,02	500	0,47	600	0,32	0,055

(Continúa en la  
sig. página.)

T (min)	Exp	$W_{\text{máx}}$ (m seg <sup>-1</sup> )	$Z_W$ máx (m)	$\theta^*_{\text{máx}}$ (°C)	$Z_{\theta^*_{\text{máx}}}$ (m)	$q_{\text{máx}}$ (10 <sup>-3</sup> )	$\langle \theta^* \rangle$ (°C)
10	I3	1,95	700	0,80	700	0,63	-
	E1	1,45	600	0,60	700	0,55	0,071
	E6	1,36	600	0,56	700	0,51	0,059
	E7	1,49	600	0,62	700	0,56	0,07
12	I3	3,12	800	1,27	1000	1,06	-
	E1	2,15	800	0,87	900	0,86	0,11
	E6	1,98	700	0,82	800	0,79	0,093
	I8	2,40	800	1,07	900	0,88	0,127
14	I3	4,95	1100	2,02	1300	1,74	-
	E1	3,16	1000	1,30	1100	1,32	0,17
	E6	2,92	900	1,18	1000	1,19	0,144
15	I3	6,07	1300	2,51	1500	2,18	-
	E1	3,83	1100	1,55	1300	1,6	0,22
	E7	4,00	1100	1,64	1300	1,69	0,22
16	I3	7,26	1400	3,06	1800	2,73	-
	E1	4,57	1200	1,90	1400	1,96	0,27
	E6	4,18	1100	1,72	1300	1,78	0,22
	I8	5,63	1300	2,53	1600	2,25	0,31
20	I3	9,86	2200	3,95	2600	3,82	-
	E1	7,54	1800	3,20	2300	3,52	0,54
	I8	9,56	2100	4,38	2500	4,04	0,66
	E7	7,80	1900	3,36	2300	3,67	0,55

(Continuación  
de la pág. ant.)

$1/\theta_0(z)$ , con el fin de hacer menos restrictivo y más extensivo a distintas condiciones ambientales el sistema de ecuaciones utilizado en los experimentos anteriores. En el presente modelo, a diferencia del modelo de Ogura (1963), se considera  $p_0(z)$  en lugar de suponerlo constante en el denominador de (2.83), tal como han hecho otros autores (Orville, 1965). La evolución de la convección que resulta en el experimento E1, se compara con la obtenida en el caso I3. No se observan diferencias significativas en la evolución de los campos espaciales de las distintas variables. Esto último se comprueba observando los campos obtenidos (Fig. 35 y 36) para el experimento E1, a los 18 minutos respecto de los trazados en las Fig. 22 y 24 (al cabo del mismo tiempo para I3). Asimismo un análisis de la Tabla 4, permite inferir una menor velocidad de crecimiento y un desarrollo más débil en el experimento E1, respecto de los correspondientes al caso I3.

Se han realizado los experimentos E2 a E5, con el fin de probar la capacidad del modelo desarrollado para reproducir el comportamiento de la convección, en presencia de distintas estratificaciones inestables ideales en la atmósfera inferior limitadas por una capa superior estable, representada en forma no muy real por el tope rígido del dominio. Es sabido, que diferentes condiciones atmosféricas generan diferentes tipos de nubes Cu. Considerando al experimento E1 como referencia, se han variado en los experimentos E2 a E5 las condiciones ambientales en la atmósfera de referencia, o bien las condiciones iniciales (Tabla 3).

Un impulso inicial más intenso, tal como el simulado en el experimento E2, conduce a una evolución más rápida de los campos, que en el experimento E1. El desplazamiento vertical, tanto del núcleo caliente como del núcleo de la corriente ascendente, es mayor y la circulación más intensa (Fig. 37 y 38). Sin embargo, las configuraciones de los distintos campos son similares en ambos experimentos.

La Fig. 39 muestra el campo de  $\theta^*$  para E3 (el caso más inestable). Se observan no sólo valores mayores sino una etapa más avanzada en el crecimiento del elemento convectivo, con respecto al experimento E1. El núcleo caliente, influido por el borde superior, se ha alejado del eje



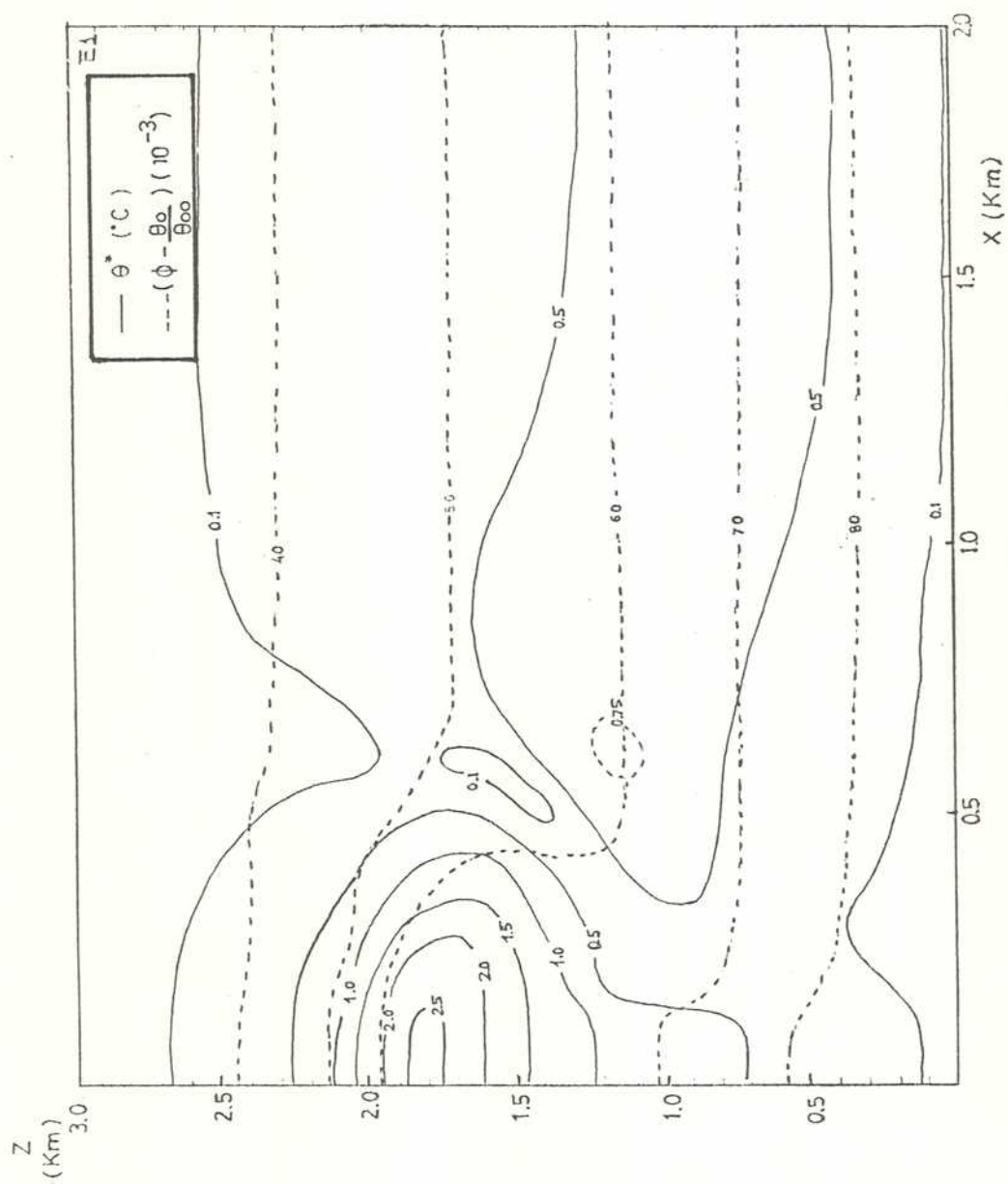


Fig. 35: Idem Fig. 14 pero para el Exp. E1 al cabo de 18 min.

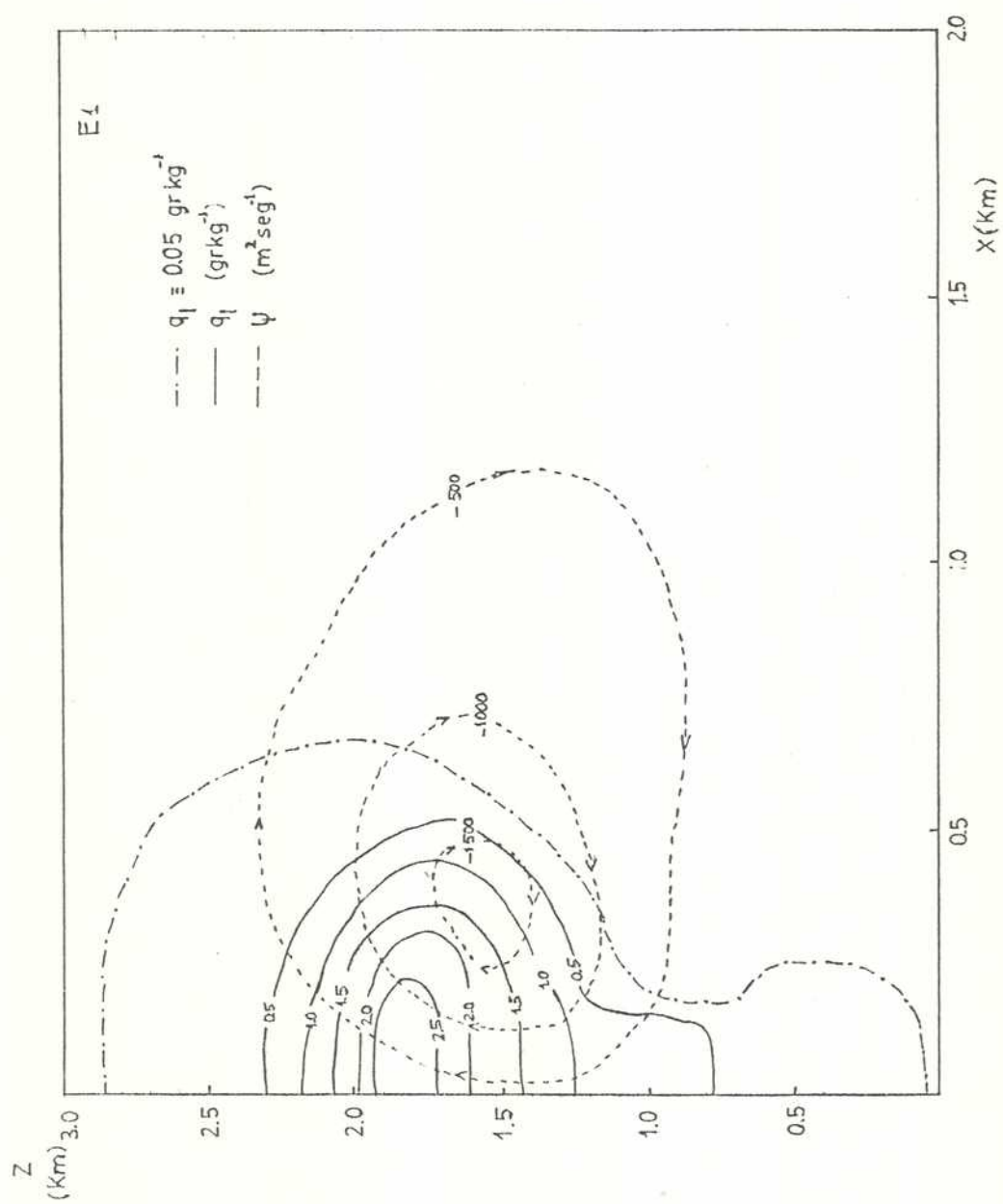


Fig. 36: Idem Fig. 15 pero para el Exp. E1 al cabo de 18 min.

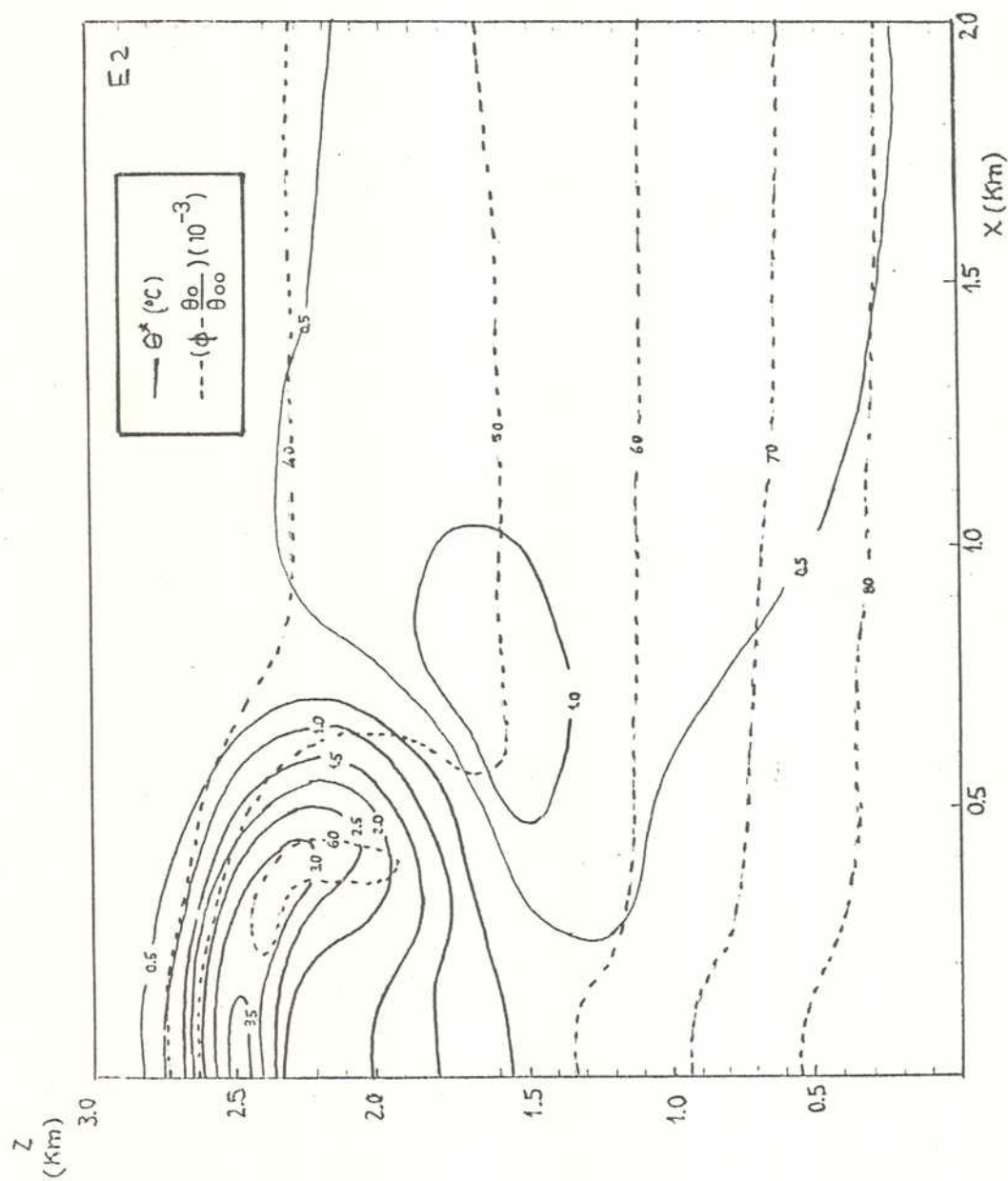


Fig. 37: Idem Fig. 14 pero para el Exp. E2 al cabo de 18 min.

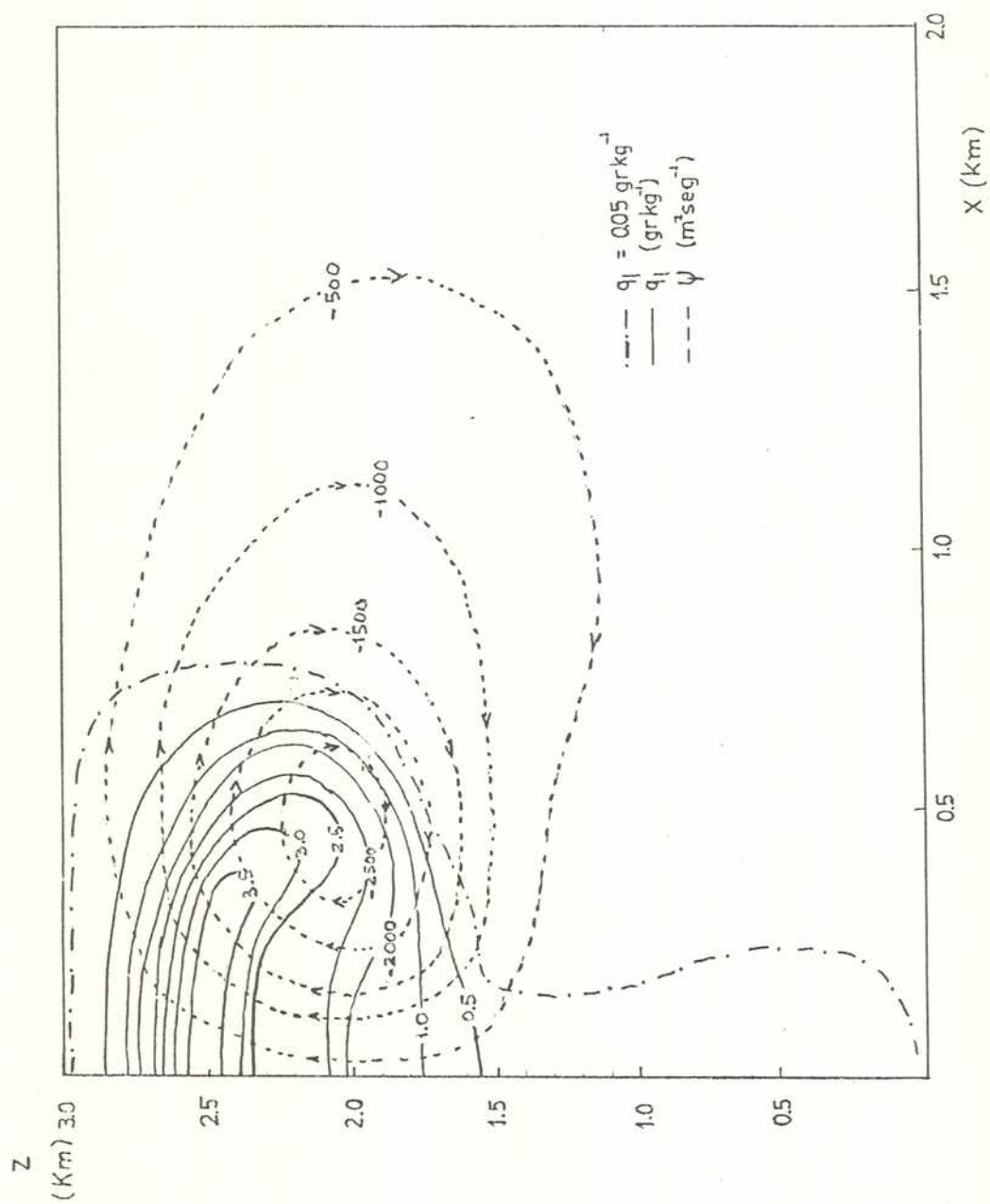


Fig. 38: Idem Fig. 15 pero para el Exp. E2 al cabo de 18 min.

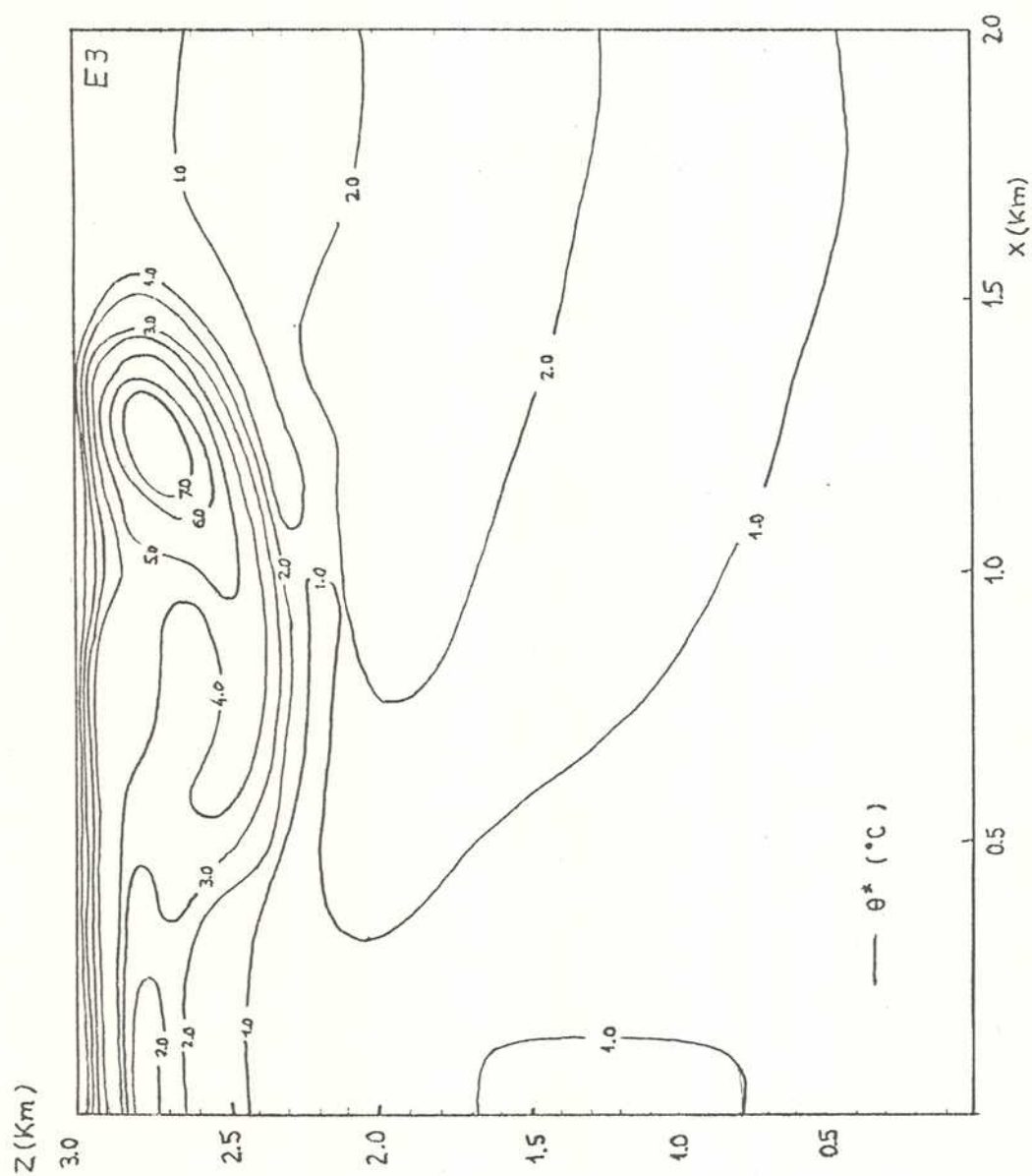


Fig. 39: Campo de la perturbación de la temperatura potencial ( $\theta^*$ ) al cabo de 18 min. (Exp. E3).

de simetría y se ha deformado el campo de  $\theta^*$ , al inclinarse el eje de la corriente ascendente, una vez alcanzado su valor máximo. El desplazamiento coincide con la aparición en la capa inferior, de una circulación opuesta a la principal (Fig. 40). Esta circulación secundaria, ya señalada por Ogura (1963) como una consecuencia dinámica del gradiente horizontal de temperatura, generado por la compresión adiabática en la rama descendente del movimiento, es característica de la convección bidimensional rectilínea. La circulación inicial se ha desplazado, aproximándose al límite superior del recinto, sin dejar de intensificarse, en tanto que la circulación secundaria se va extendiendo hacia arriba. Este hecho, provoca valores muy elevados de la velocidad horizontal en la rama superior de la circulación ( $13 \text{ m seg}^{-1}$ ). La región saturada se aleja horizontalmente del eje de simetría en su región superior, semejando un yunque simétrico respecto del eje  $x = 0$  (ausencia de viento en el entorno).

El experimento E4 se ha realizado con el fin de estudiar la evolución de la convección, cuando se fuerza, prácticamente desde el comienzo, un movimiento descendente en la mitad del recinto de integración, a través de la forma de la función  $f_{ix}$  (Fig. 9), utilizada por Asai (1964) en su simulación de la convección seca y húmeda.

En las Fig. 41 y 42 se observa que la convección se desarrolla más rápidamente, encontrándose a los 18 minutos en la culminación del crecimiento. Se confirma además, una característica de la convección que es la tendencia a reducir rápidamente el área de ascenso respecto de la de descenso. En la Fig. 42, se observa también que la columna que une la parte superior de la nube a la base de la capa, se destruye debido a la incorporación más vigorosa respecto de otros casos, de aire más seco proveniente de la zona de descenso.

El experimento E5 se caracteriza por presentar a los 18 minutos (Fig. 43), una etapa de crecimiento anterior a la de E1, especialmente en lo que hace al ascenso del núcleo caliente. Este núcleo, al intensificarse, crea un fuerte gradiente vertical de las variables, en la zona superior de la nube. Este comportamiento responde a la presencia de una capa superior más seca, que actúa como freno a la convección. Tal como



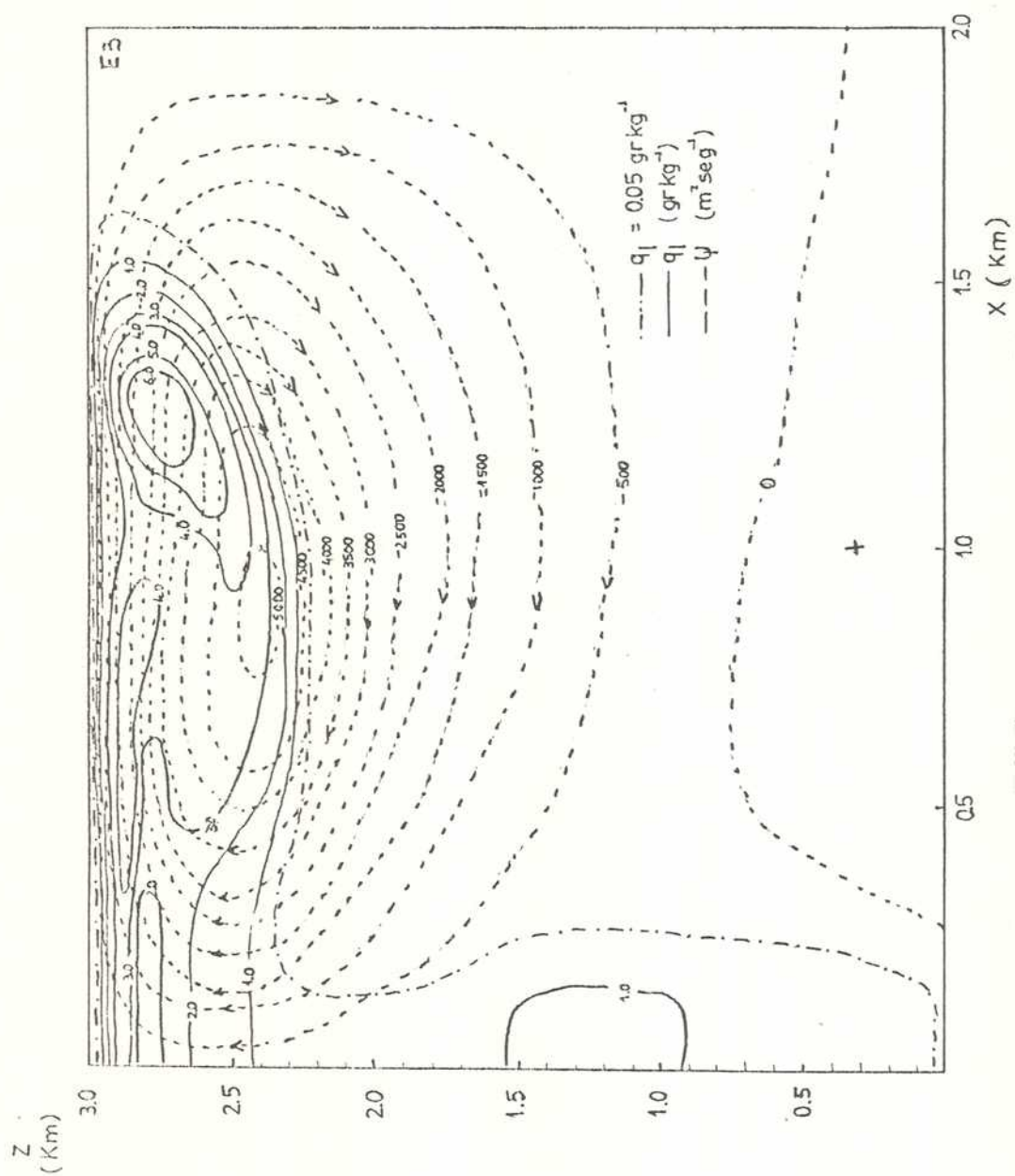


Fig. 40: Idem Fig. 15 pero para el Exp. E3 al cabo de 18 min.

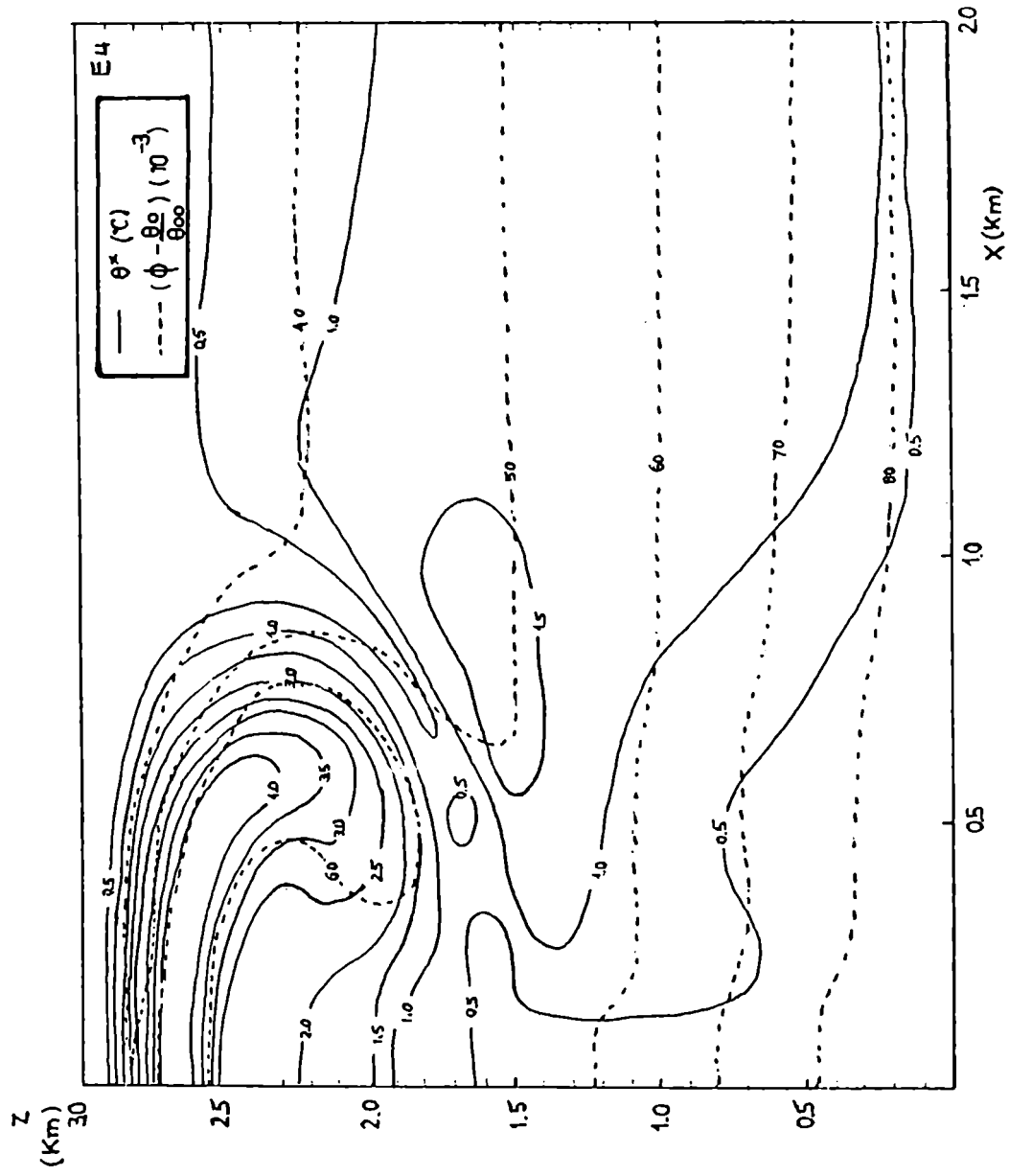


Fig. 41: Idem Fig. 14 pero para el Exp. E4 al cabo de 18 min.

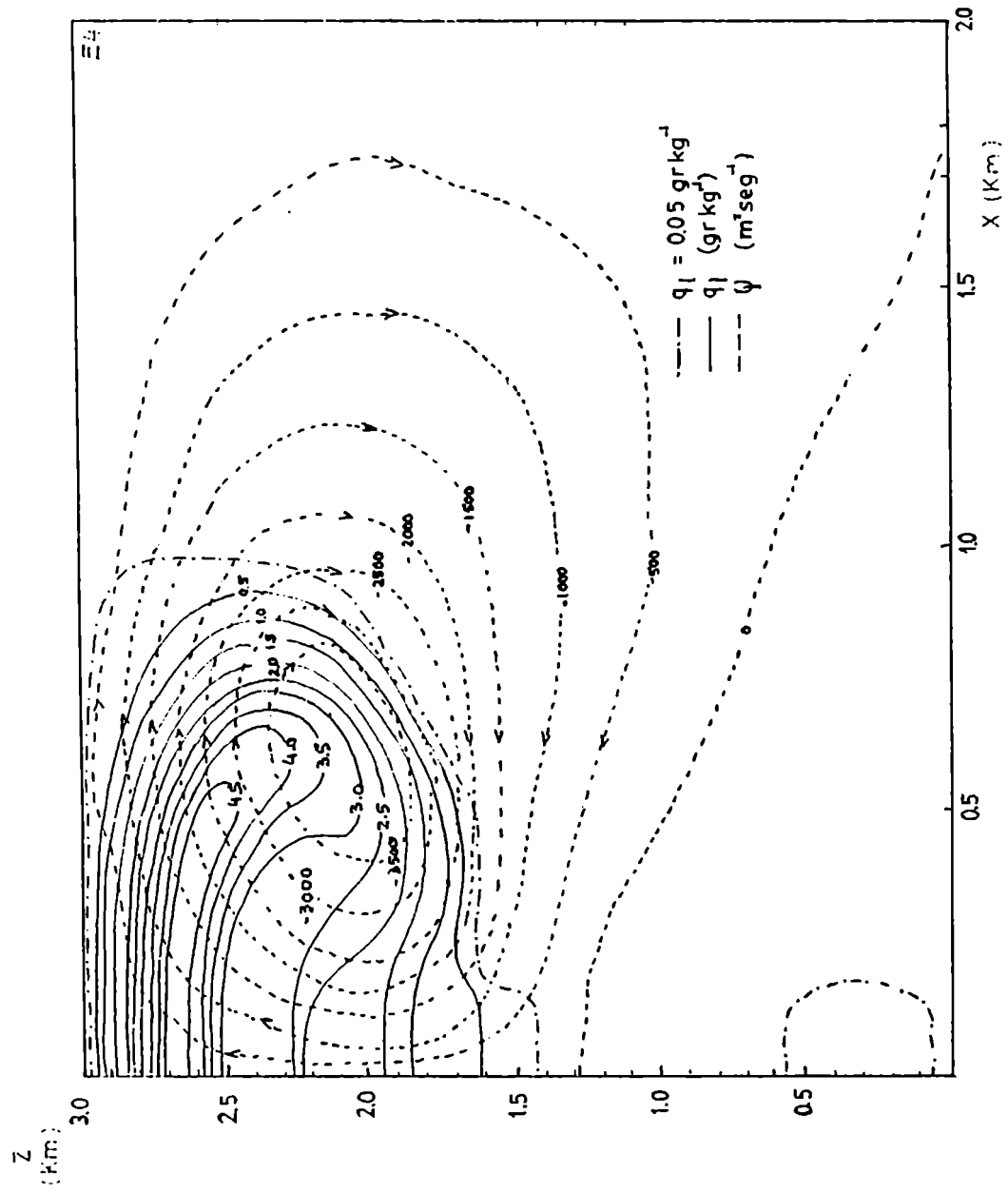


Fig. 42: Idem Fig. 15 pero para el Exp. E4 al cabo de 18 min.

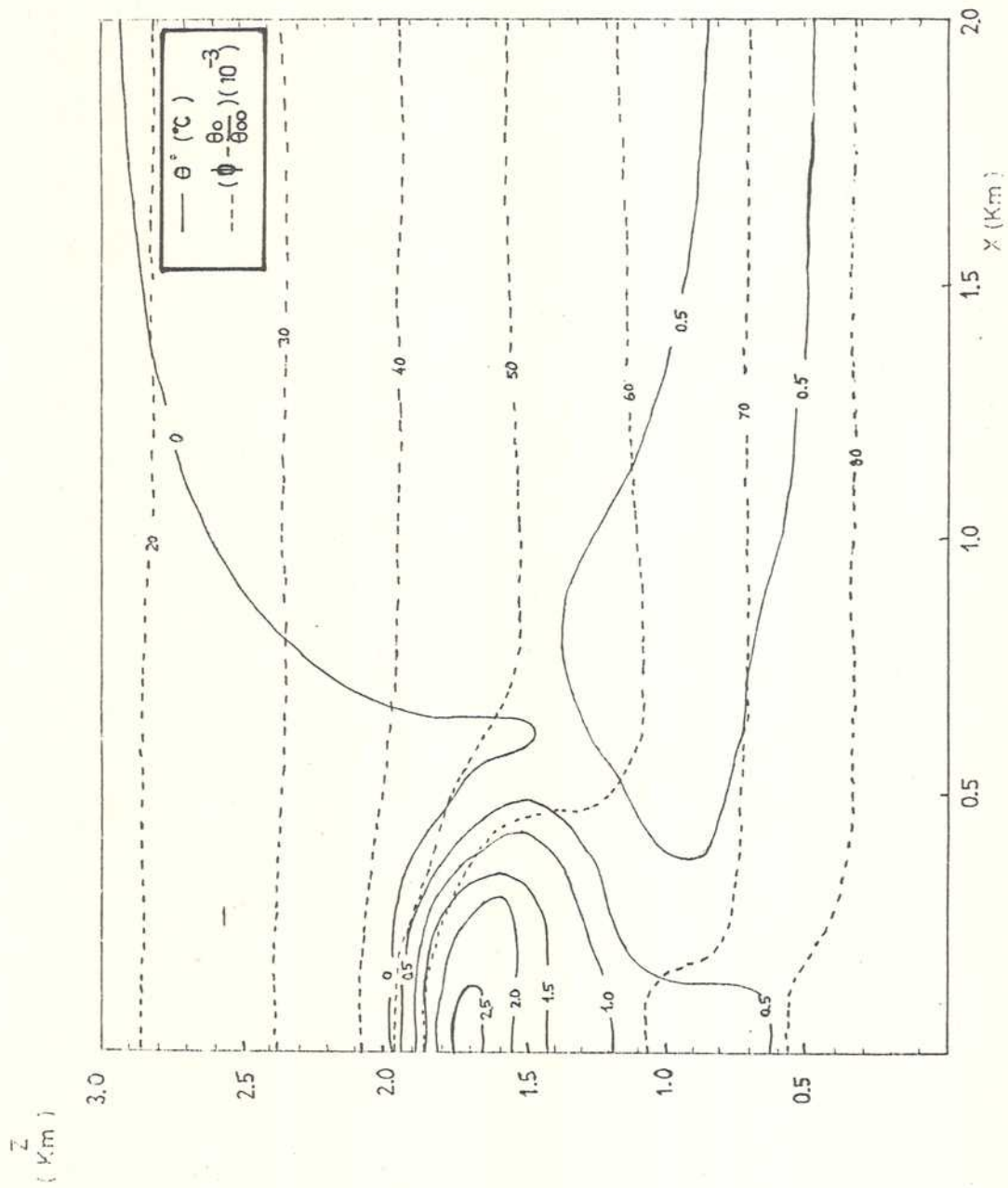


Fig. 43: Idem Fig. 14 pero para el Exp. E5 al cabo de 18 min.

sucede en los experimentos I6 e I7 se observan valores negativos de  $\theta^*$  en la mitad superior del recinto. En la Fig. 44 se confirma lo anterior, el tope virtual de la nube apenas supera los 2 Km, elevándose posteriormente hasta alcanzar el tope del recinto de integración, recién a los 24 min. de integración.

Con el fin de estudiar la evolución en el tiempo de algunas variables dinámicas y termodinámicas y comparar los resultados obtenidos en los experimentos E1 a E5, se han seleccionado como variables los valores máximos de  $\theta^*$ , de  $W$  y de  $q_\ell$  y los valores medios en el dominio  $\langle \theta^* \rangle$ ,  $\langle \eta \rangle$  y  $\langle q_\ell \rangle$ . Se ha graficado en las Fig. 45 a 50 la variación temporal de estos valores extremos y medios para los distintos experimentos.

La variación temporal de la altura del núcleo de la corriente ascendente  $W_{\text{máx}}$ , del máximo exceso de  $\theta$  y del centro del vórtice se ha graficado en la Figura 51 para el experimento E3, mientras que en la Fig. 52 se presenta la variación en el tiempo de la altura del núcleo de la corriente ascendente, para los distintos experimentos numéricos.

El análisis de las figuras conduce a los siguientes resultados:

1. Al elevarse la temperatura de superficie ( $T_{\text{oo}}$ ) y por lo tanto la inestabilidad (E3) se observan tanto una intensificación de la circulación como un mayor calentamiento medio de la capa (Fig. 49 y 48). Este último efecto depende de la liberación del calor latente en la condensación. La ausencia en este modelo de una provisión de vapor de agua, a través de los límites laterales, hace que la disminución de la humedad en capas bajas sea más rápida en el caso de circulación más intensa, acortando el tiempo de vida de la convección en la nube Cu.
2. En el experimento E3 que se caracteriza por presentar los valores máximos más extremos,  $W_{\text{máx}}$  alcanza su máximo absoluto de casi  $15 \text{ m seg}^{-1}$  a los 16 minutos (Fig. 45) mientras que las otras dos variables lo hacen a los 18 min., correspondiendo un valor de  $7,5^\circ$  para  $\theta_{\text{máx}}^*$  (Fig. 46) y de  $6,5 \text{ gr/Kg}$  para  $q_{\ell \text{máx}}$  (Fig. 47). Por su parte la vorticidad media, que da una idea de la intensidad de la circulación, alcanza un máximo de  $60 \times 10^{-4} \text{ seg}^{-1}$  (Fig. 48), el calentamiento medio de la capa alcanza los  $1,5^\circ$  (Fig. 49) y  $\langle q_\ell \rangle$  un

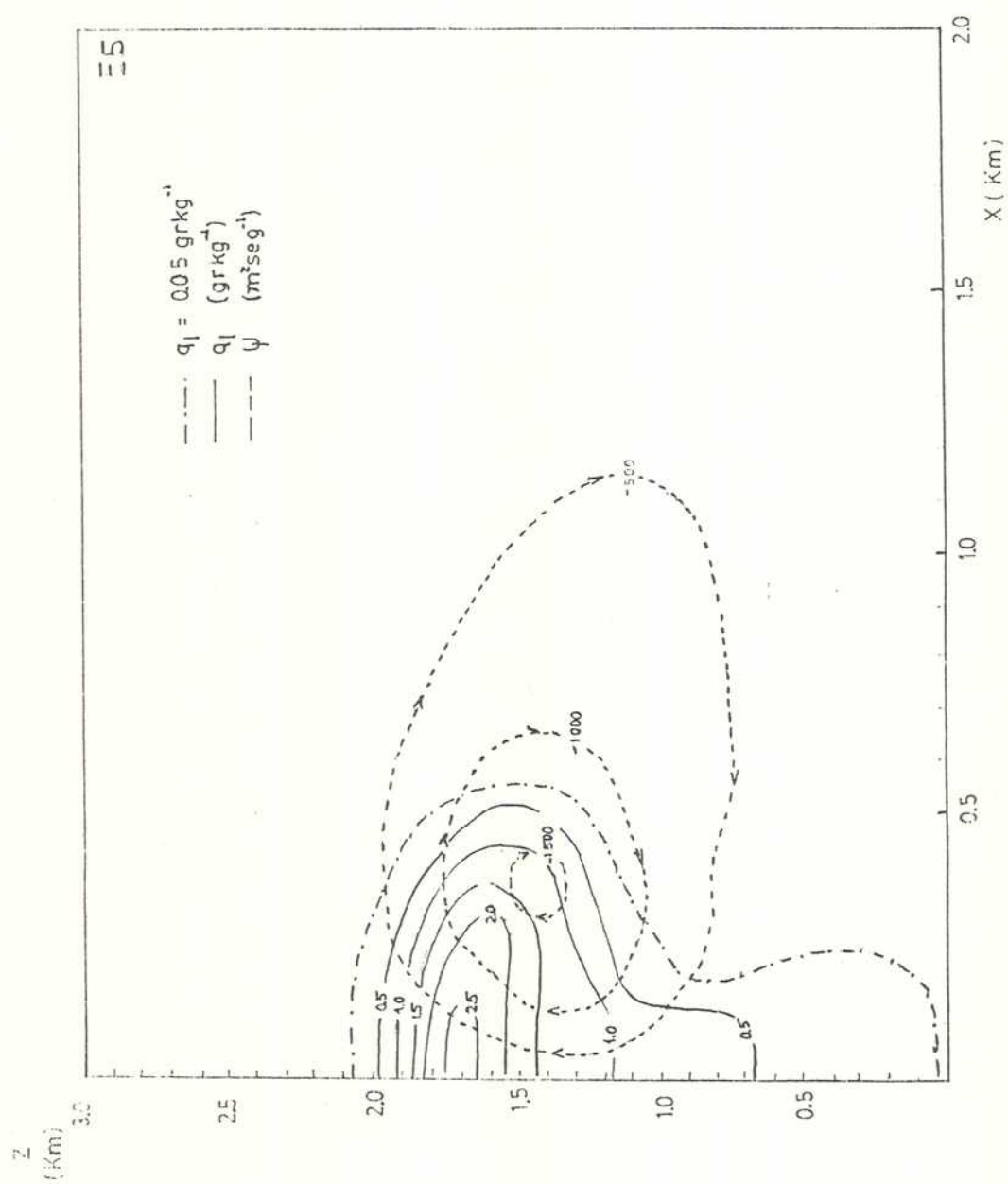


Fig. 44: Idem Fig. 15 pero para el Exp. E5 al cabo de 18 min.



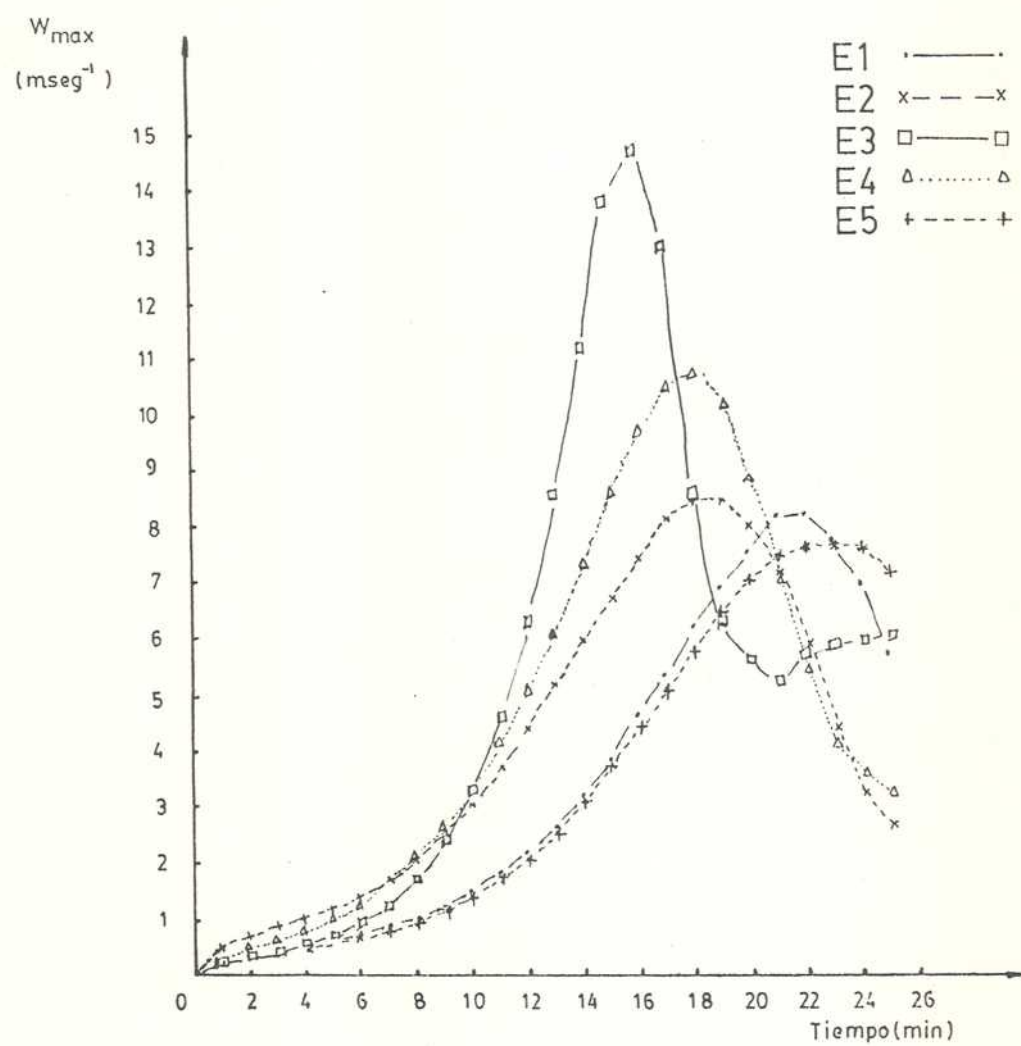


Fig. 45: Variación temporal del valor máximo de la velocidad ascensional ( $W_{\max}$ ), para distintos experimentos numéricos.

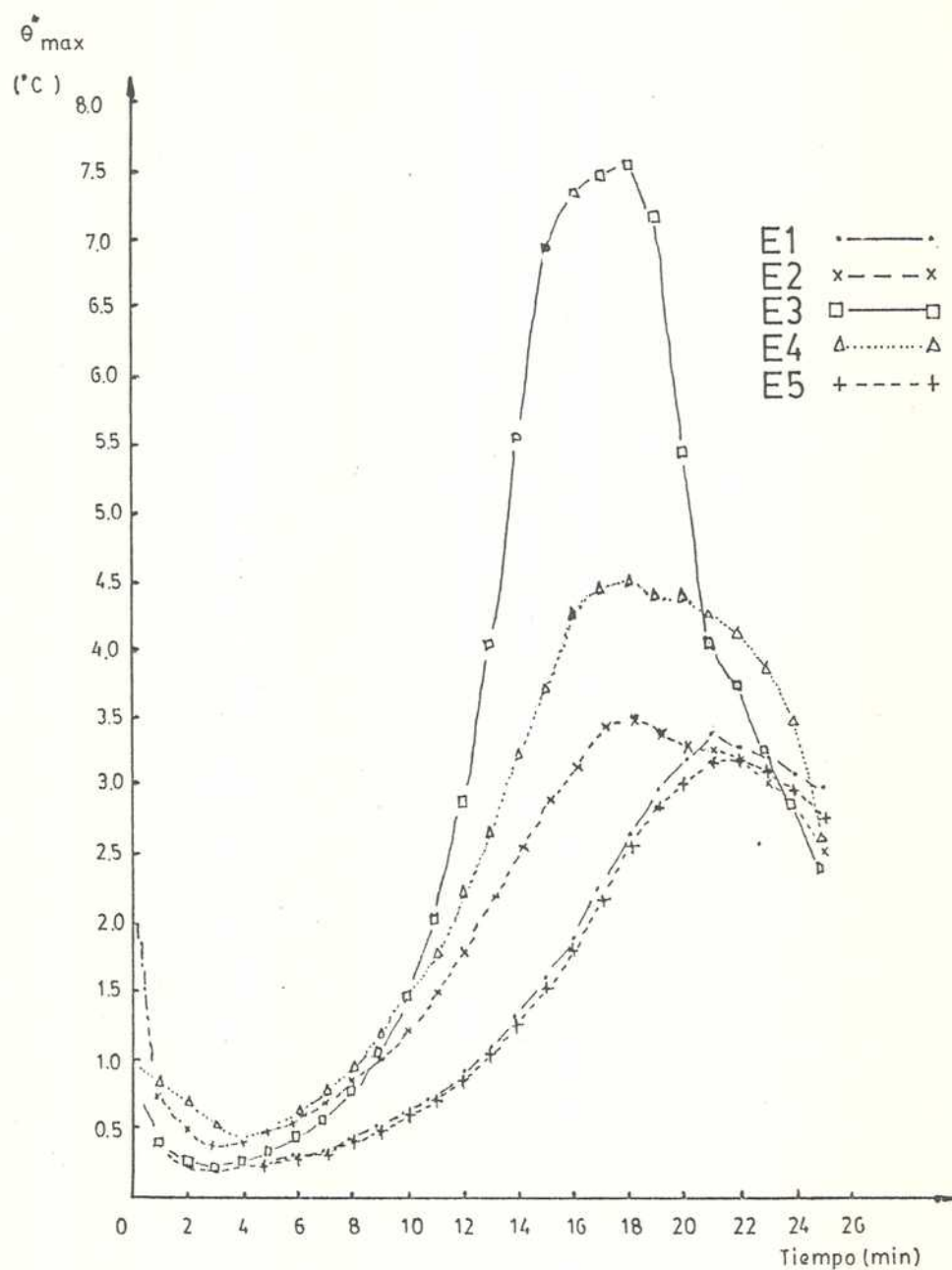


Fig. 46: Variación temporal del valor máximo de la perturbación de la temperatura potencial ( $\theta^*_{\max}$ ), para distintos experimentos numéricos.

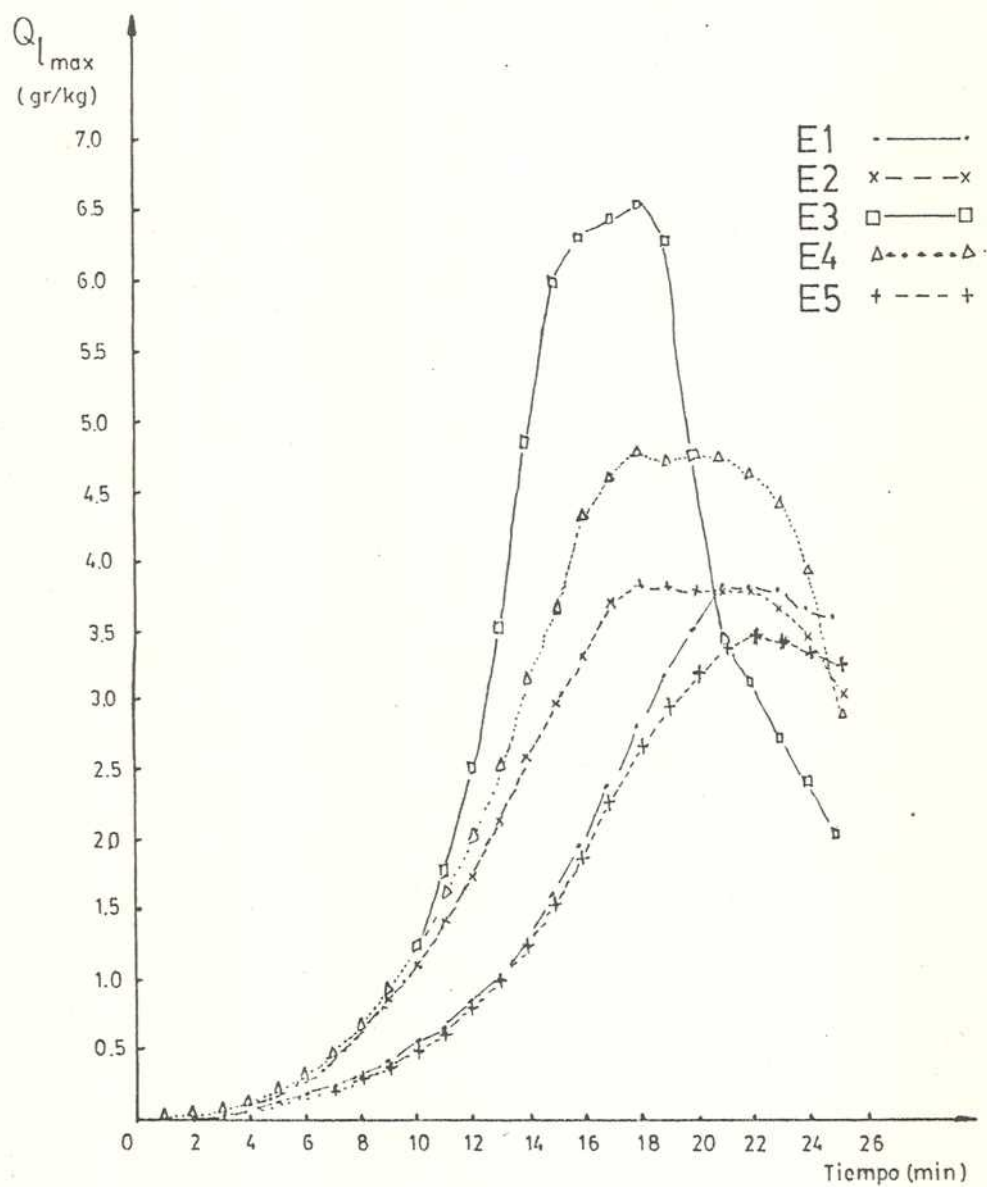


Fig. 47: Variación temporal del valor máximo de la relación de mezcla del agua líquida ( $q_{l\max}$ ), para distintos experimentos numéricos.

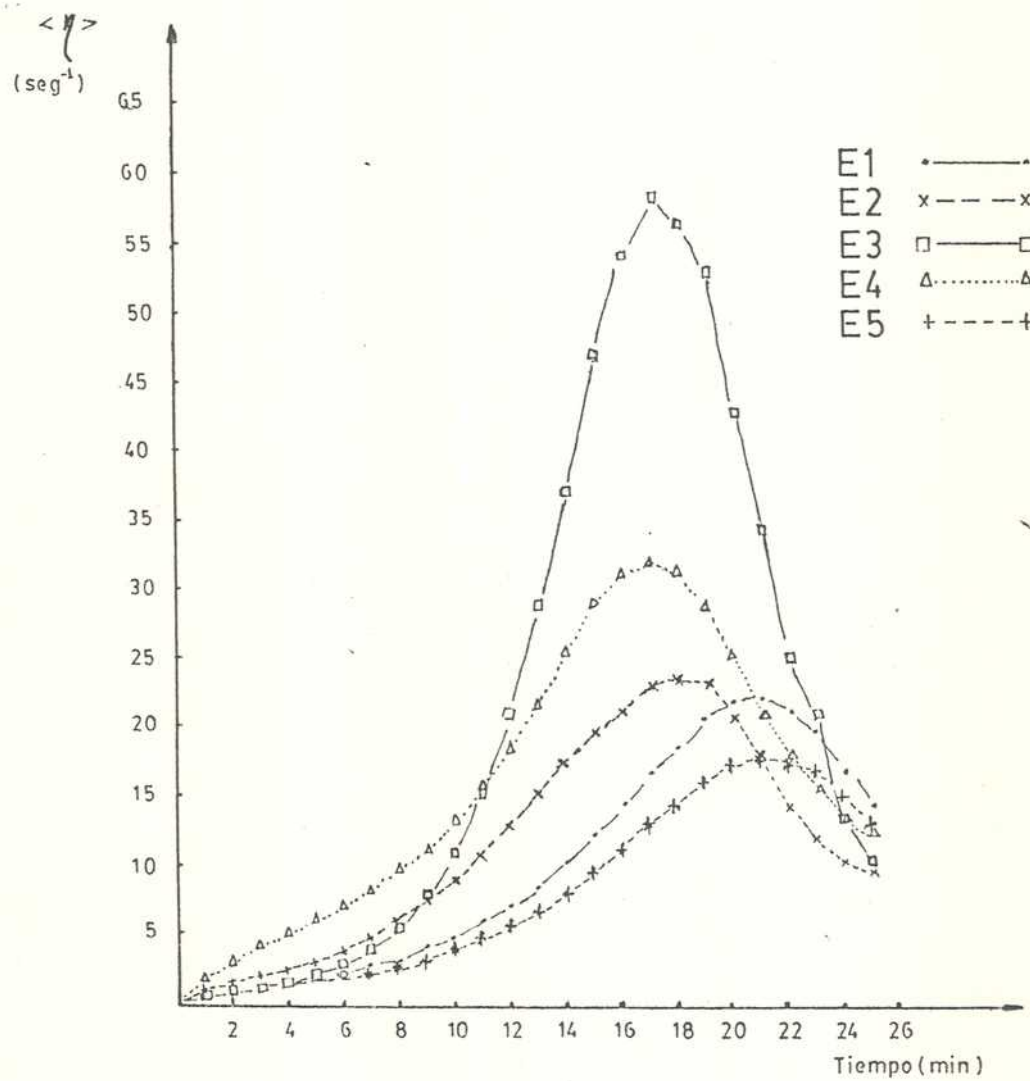


Fig. 48: Variación temporal de la vorticidad media en el semiplano  $x \geq 0$  ( $\langle \eta \rangle$ ) para distintos experimentos numéricos.

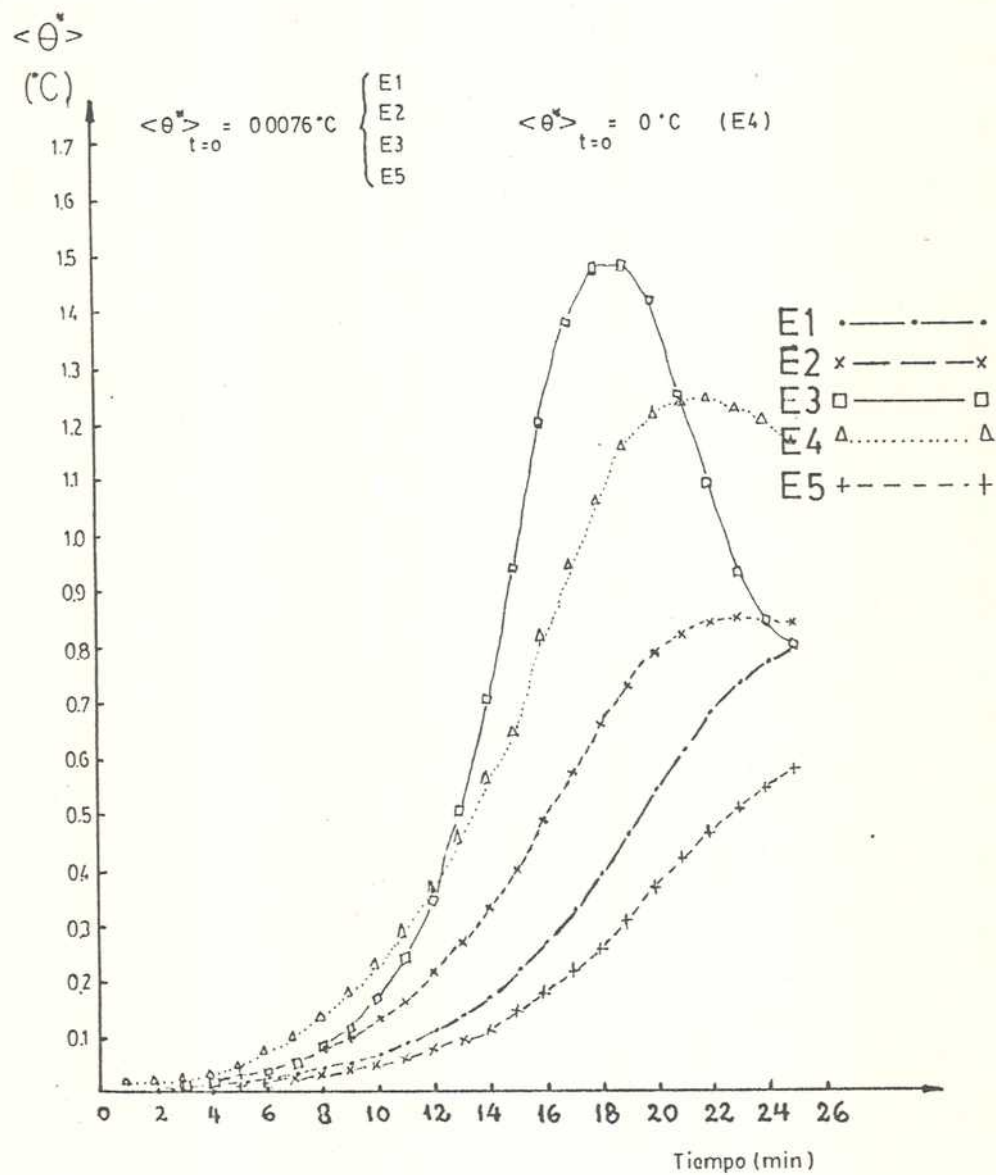


Fig. 49: Variación temporal del valor medio de la perturbación de la temperatura potencial, en el dominio de integración  $\langle \theta^* \rangle$ , para distintos experimentos numéricos.

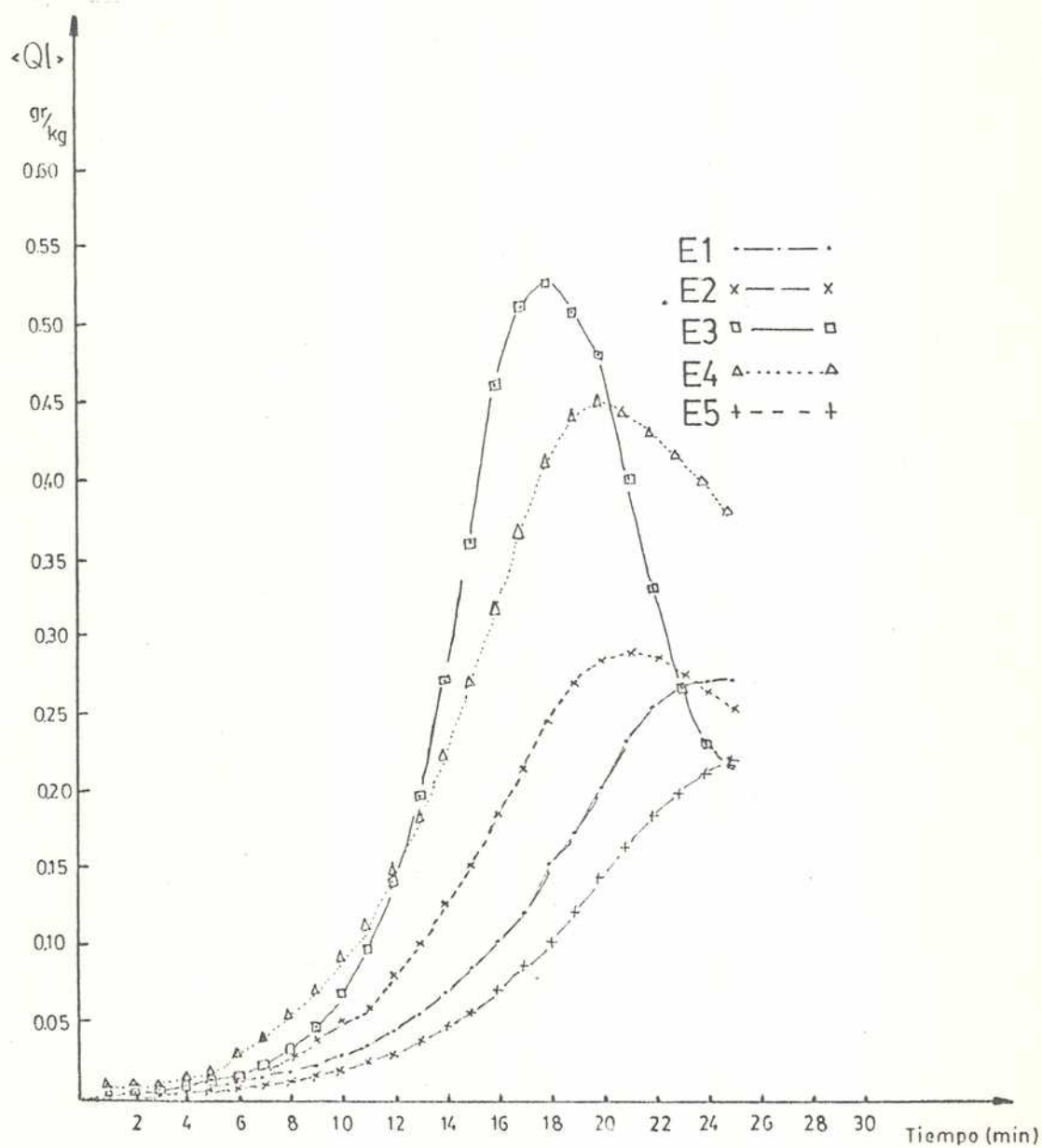


Fig. 50: Variación temporal del valor medio de la relación de mezcla del agua líquida, en el dominio de integración  $\langle q_l \rangle$ , para distintos experimentos numéricos.



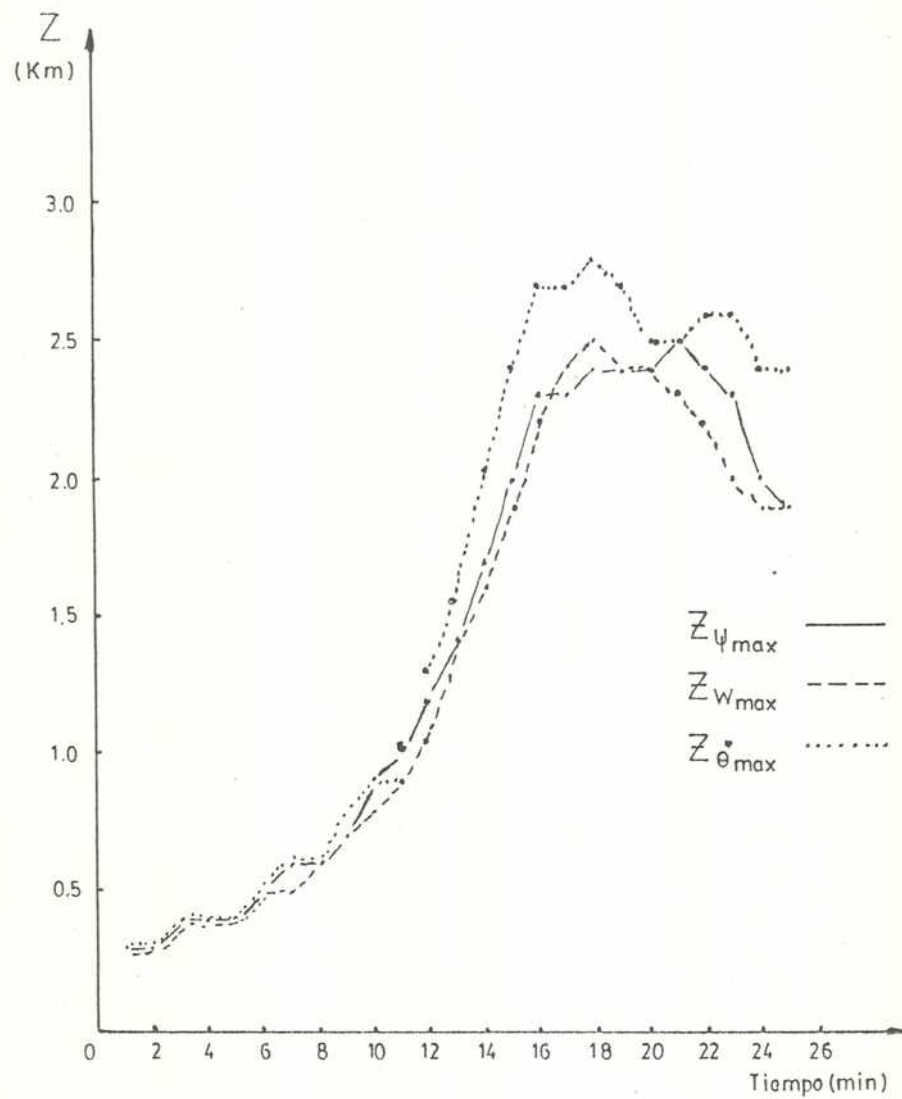


Fig. 51: Variación temporal de las alturas del centro del vórtice ( $z_{\psi_{\max}}$ ), del núcleo de la corriente ascendente ( $z_{w_{\max}}$ ) y del máximo exceso de la temperatura potencial ( $z_{\theta^*_{\max}}$ ). (Exp. E3).

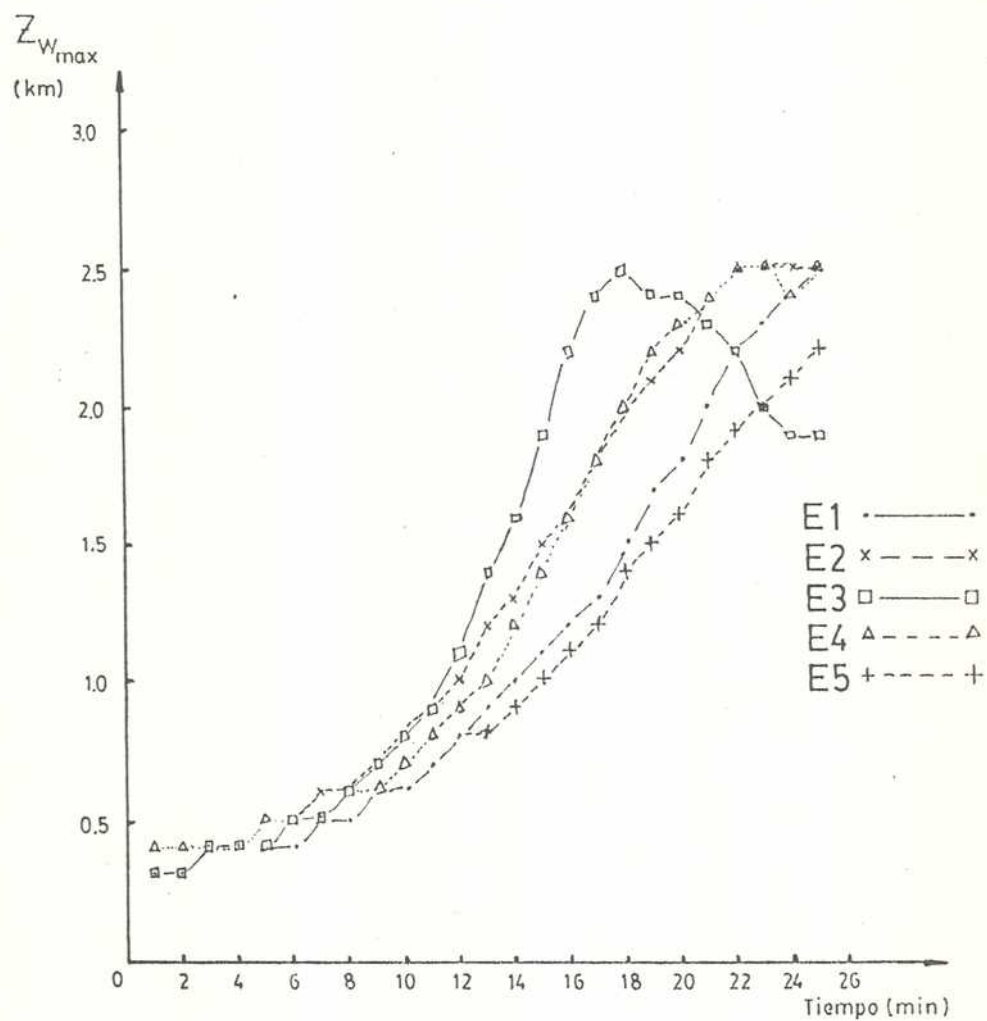


Fig. 52: Variación temporal de la altura del núcleo de la corriente ascendente ( $z_{W_{\max}}$ ), para distintos experimentos numéricos.

valor de 0,5 gr/Kg (Fig. 50), ligeramente desplazados en el tiempo alrededor de los 18 min.

3. La presencia de una capa en la que decrece la humedad relativa hasta alcanzar un valor de 55% en su tope, superpuesta a una capa saturada como condición inicial (E4), reduce considerablemente tanto la intensidad como la velocidad de crecimiento de la convección (se observa en las Fig. 45 a 50). A este caso corresponden las menores velocidades de crecimiento y los menores máximos absolutos. Por lo tanto, la humedad relativa es uno de los factores principales que condicionan la convección.
4. La duplicación de la perturbación inicial máxima  $\theta_o^*$  en el experimento E2, incide fundamentalmente en aumentar la velocidad de crecimiento de las variables, aunque no significativamente en los valores máximos alcanzados durante la etapa de crecimiento (característica común en las Fig. 45 a 50).
5. La inclusión de una perturbación inicial periódica con  $x$ , en el experimento E4, da lugar a una convección más intensa que en el caso de una perturbación inicial positiva, que decrece exponencialmente con  $x$  (E1). El tiempo de culminación de la etapa de desarrollo, tiende a coincidir para este experimento, con el correspondiente a los casos E2 y E3 (Fig. 46 y 48).
6. En la etapa de debilitamiento de la convección, se observa una tendencia a iniciar un régimen de oscilación estable (Fig. 45 en el caso E3) ya mencionado (experimento I4) y encontrado por otros autores (Ogura, 1963).
7. Los desplazamientos en la vertical de los máximos de las distintas variables, son aproximadamente coincidentes hasta un cierto tiempo (12 min. en el experimento E3, Fig. 51), a partir del cual la ubicación de  $\theta_{\text{máx}}^*$  se eleva ligeramente más rápido que la de otros máximos. Así, al finalizar la etapa de desarrollo, en el experimento E3 el núcleo caliente resulta ubicado por encima del núcleo de la ascendente ( $\theta_{\text{máx}}^*$  alcanza los 2,7 Km con un valor de  $7,4^\circ$ ) mientras que  $W_{\text{máx}}$  se encuentra en 2,2 Km con un valor de  $14,7 \text{ m seg}^{-1}$ , Fig. 51).

Si se comparan los tiempos que tarda en los distintos experimentos

el núcleo de la ascendente en alcanzar su máximo desplazamiento vertical (Fig. 52), se encuentra que es mínimo en el caso de mayor inestabilidad (E3) y máximo en el caso de atmósfera no saturada inicialmente (E5). En este último caso, al finalizar el tiempo de integración,  $W_{\text{máx}}$  se encuentra todavía ascendiendo.

Los resultados que se encuentran en el experimento E6, al considerar las condiciones en los límites horizontales enunciadas en el Capítulo II, en lugar de constancia de los valores en las distintas variables, no indican diferencias significativas ni en los campos ni en los valores máximos (Tabla 4), respecto de E1. Si se comparan los valores de  $\theta_{\text{máx}}^*$  y de  $W_{\text{máx}}$  a los 16 min. de integración, correspondientes a E1 y a E6, se encuentra para  $\theta_{\text{máx}}^*$  una diferencia de  $0,2\text{ }^{\circ}\text{C}$  y para  $W_{\text{máx}}$  de  $0,4\text{ m seg}^{-1}$ , ambas en defecto para E6.

El experimento E7, caracterizado por un paso de tiempo de integración mayor que en los otros experimentos, tampoco conduce a diferencias significativas, al menos en el tiempo de integración utilizado (Tabla 4).

### 3.2. ATMOSFERA DE REFERENCIA TROPICAL REAL. VERIFICACION DEL MODELO.

Una forma generalizada de verificación de los modelos convectivos, ha sido la comparación de algunos de los resultados numéricos, con las magnitudes típicas de las variables observadas en el interior y en el entorno cercano de las nubes convectivas (Warner, 1970; Cotton y Trípoli, 1978; Klemp y Wilhemson, 1978a; Orville y Kopp, 1977; Pielke, 1984; Silverman y Matthews, 1984).

Si la convección es simulada en forma realista, a pesar de las simplificaciones implícitas en los modelos numéricos, es posible aplicarlos a distintas áreas tales como la determinación de transportes de propiedades, la predicción de la distribución e intensidad de la precipitación y la evaluación de los eventuales efectos de la siembra de nubes.

Dadas las características evolutivas en el espacio y en el tiempo de los fenómenos convectivos, resulta difícil disponer de un conjunto de datos que abarque las diferentes etapas de desarrollo de una nube. En la naturaleza, por otra parte, pueden coexistir nubes con distintos tamaños, alturas y duraciones, mientras que los modelos simulan generalmente el desarrollo de una sola nube. Tal como señalan Turpeinen y Yau (1981), parece entonces más apropiada la comparación de los resultados del modelo con las propiedades estadísticas de una población de nubes, más que con los valores obtenidos a partir de un elemento convectivo aislado. Algunas de estas propiedades pueden ser obtenidas a partir de observaciones realizadas con uno o más radares, que permitan una vigilancia prácticamente continua de las estructuras de los campos precipitantes, con una resolución espacial comparable a la que permiten los modelos numéricos.

El experimento del Atlántico Tropical GATE ha provisto información particularmente detallada, que permite una comparación de los resultados del presente modelo con las observaciones de radar.

### 3.2.1 Modelo utilizado

Se utiliza el sistema de ecuaciones (2.84), (2.89) a (2.93) en las que se han incluido las advecciones debidas a  $\langle u_o \rangle$ , de acuerdo a lo tratado en el parágrafo 2.4.4.

Este sistema de ecuaciones se expresa en diferencias finitas de acuerdo a (2.136) y (2.137).

El dominio de resolución tiene una extensión vertical de 4,5 Km y una extensión horizontal de 9,0 Km. La longitud de malla se ha fijado en 150 m y se ha utilizado un esquema de malla desfasada en el espacio. Se ha supuesto condiciones periódicas en los bordes laterales y en los bordes superior e inferior, las condiciones son las enunciadas en (2.141). Se asigna al coeficiente de viscosidad turbulenta  $K_M$  un valor constante de  $10 \text{ m}^2 \text{ seg}^{-1}$ , acorde con las condiciones ambientales no saturadas y la longitud del retículo mencionado, de acuerdo al apartado 2.4.1.

Respecto a la parametrización de la microfísica, se asigna al umbral del contenido de agua líquida para la conversión  $A_a$  de agua de nube en agua de lluvia ( $k_2$  en la expresión (2.117)) un valor de  $0,5 \frac{\text{gr}}{\text{m}^3} \times (\rho_o \times 10^3)^{-1}$  y la velocidad de conversión  $k_2$  se hace igual a  $10^{-3} \text{ seg}^{-1}$ .

Austin y Geotis (1979) han obtenido una relación entre el factor de reflectividad  $Z$  y el contenido de agua de lluvia  $M$ , a partir de espectros de gotas de lluvia medidos con disdrómetros en el área del experimento GATE. Dicha relación es la que sigue:

$$Z = 7,4 \times 10^3 M^{1,31} \quad (M \text{ en } \text{gr}/\text{m}^3, Z \text{ en } \text{mm}^6/\text{m}^3) \quad (3.5)$$

Si se utilizan las definiciones de  $Z$  y de  $M$  es posible llegar a la relación

$$N_o = 3,10 \times 10^7 M^{0,587} = 3,10 \times 10^7 (\rho_{oo} q_r)^{0,587} \quad (3.6)$$

( $N_o$  en  $\text{m}^{-4}$  y  $\rho_{oo}$  en  $\text{gr m}^{-3}$ )



Esta expresión puede ser utilizada en (2.112), (2.116) y (2.120) para determinar las relaciones (2.121) para  $V_T$ ,  $A_C$  y  $E$  obteniéndose, cuando todas las unidades son mKS:

$$V_T = 3,984 (\rho_{00} \times 10^3 q_r)^{0,0826} \quad (3.7)$$

$$A_C = 4,94 \times 10^{-3} q_c (\rho_{00} \times 10^3 q_r)^{0,9793} \quad (3.8)$$

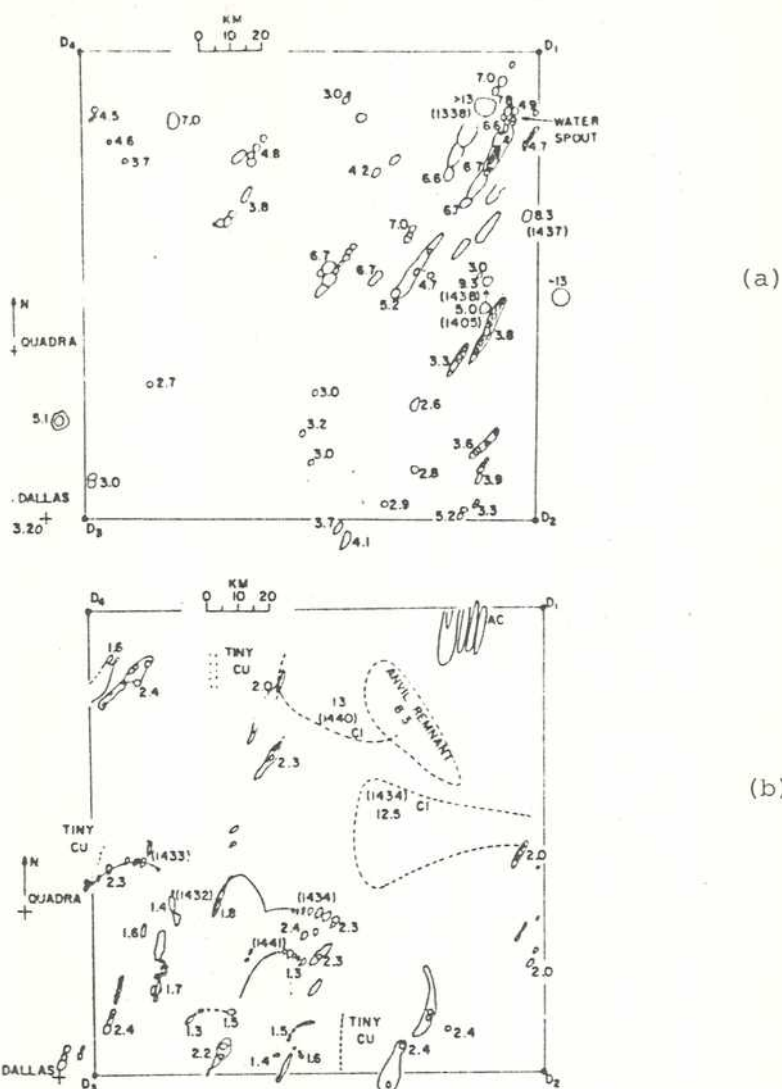
$$E = 0,8025 \times 10^{-3} (q_{vs} - q_v) (\rho_{00} \times 10^3 q_r)^{0,8554} \quad (3.9)$$

Las restantes características coinciden con las especificadas en el parágrafo 2.4.

### 3.2.2 Condiciones iniciales

En el día 261 del experimento GATE (18-9-1974), se observó el desarrollo de un conglomerado de nubes ("cluster" en la literatura inglesa). La convección no profunda asociada a este sistema nuboso, se organizó en forma muy diferente a la de la convección profunda. Esta última se trata detalladamente en Warner y otros (1980b) mientras que la convección no profunda se describe en Warner y otros (1979). En la Fig. 53 se muestran las configuraciones nubosas en este día, más representativas de la convección profunda y no profunda respectivamente.

El sondeo vertical de temperatura, temperatura de rocío y viento que muestra la Fig. 54, representa las condiciones ambientales no perturbadas y ha sido realizado en el aire ubicado delante (respecto de la dirección de desplazamiento) del sistema nuboso principal (conglomerado), es decir al SO del mismo. El sondeo indica una masa de aire tropical marítima, en la que se puede identificar una capa inferior húmeda de aproximadamente 2,2 Km de espesor, con una subcapa interna de mezcla de alrededor de 500 m. de espesor. A esta capa húmeda se superpone una capa de aire estable que es más seca entre 2,6 y 3,2 Km y que alcanza aproximadamente los 4,5 Km donde se encuentra la isoterma



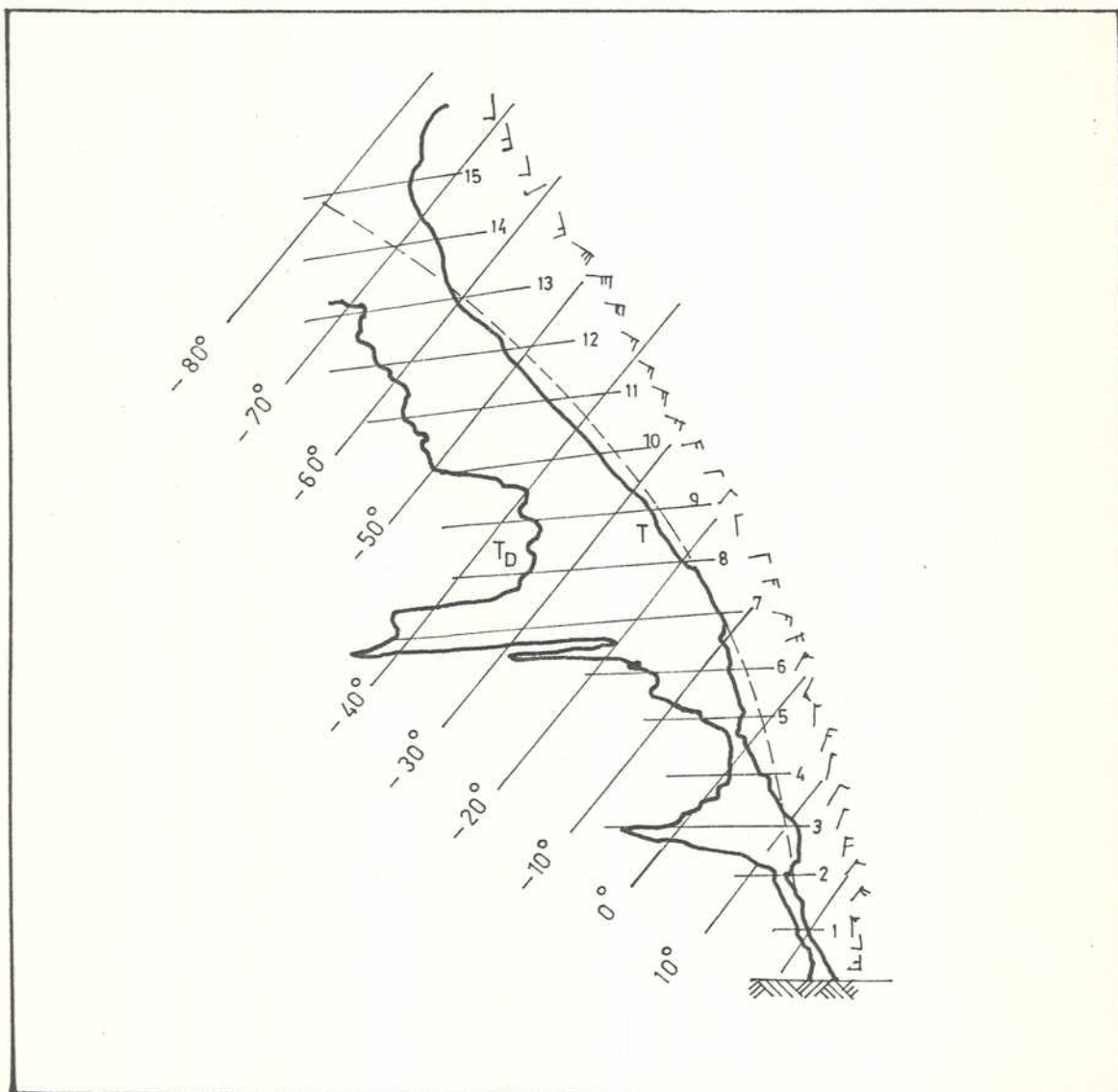


Fig. 54: Radiosondeo, plotado en un tefigrama, realizado a bordo del barco Quadra ( $9^{\circ}3'N$ ,  $22^{\circ}36,5'W$ ) a las 12.00 TMG en el día 261 del Experimento GATE (18.9.74) (Turpeinen y Yau, 1981).

de 0°C. Los vientos giran en esta capa de 4,5 Km de espesor, predominando vientos del S por debajo de 1,8 Km, vientos del N en la capa más seca y del NE por encima. La cortante vertical del viento es principalmente del N y es más intensa entre 0,6 y 3,0 Km de altura. Lo anterior se visualiza en la hodógrafa de vientos, representada en la Fig. 55 a.

La situación sinóptica en este día, se caracteriza por la aproximación y pasaje de un eje de cuña en 700 mb, de una onda en los estes. Las condiciones ambientales según los sondeos aerológicos de 06.00, 12.00 y 15.00 T.M.G, corresponden a condiciones no perturbadas, de acuerdo a la clasificación de Jalickee y Ropelewski (1979). La intensidad media de la precipitación sobre la red en escala A/B del GATE, estimada a partir de mediciones de radar, fue débil (Frank, 1979).

La convección no profunda que se desarrolló en la capa húmeda, se organizó en distintas formas (Fig. 53). Dominaron los arcos en dimensiones horizontales de 40 Km y tiempos de vida de aproximadamente 2 horas, compuestos por elementos de menor duración. Se sugiere (Warner y otros, 1979) que estas configuraciones, responden a un forzante representado por descendentes, que acompañan a la precipitación proveniente de nubes más profundas, organizadas luego en mesoescala y persistiendo en el tiempo. A su vez refuerzan a través de sus descendentes en escala convectiva y en mesoescala a la convección más profunda, estableciendo una interacción entre distintas escalas verticales de la convección. Estos arcos estaban dispuestos zonalmente, con su mayor dimensión normal al flujo de la capa húmeda, cóncavos hacia el S, compuestos por Cu mediocris y se desplazaban con la velocidad de los vientos cercanos a la base de la nube. Estos Cu, cuya parte superior en algunos casos alcanzaba el tope de la capa húmeda (entre 2 y 3 Km de altura), se inclinaban en la dirección de la cortante. Además de los arcos, existían también Cu fractus con dimensiones de 500 m, alineados en rollos en la dirección N-S, acorde con los vientos de superficie. Delante de los arcos se encontraron también Cu, alineados paralelamente a los mismos, y por lo tanto transversales a la dirección de los vientos de capas bajas.

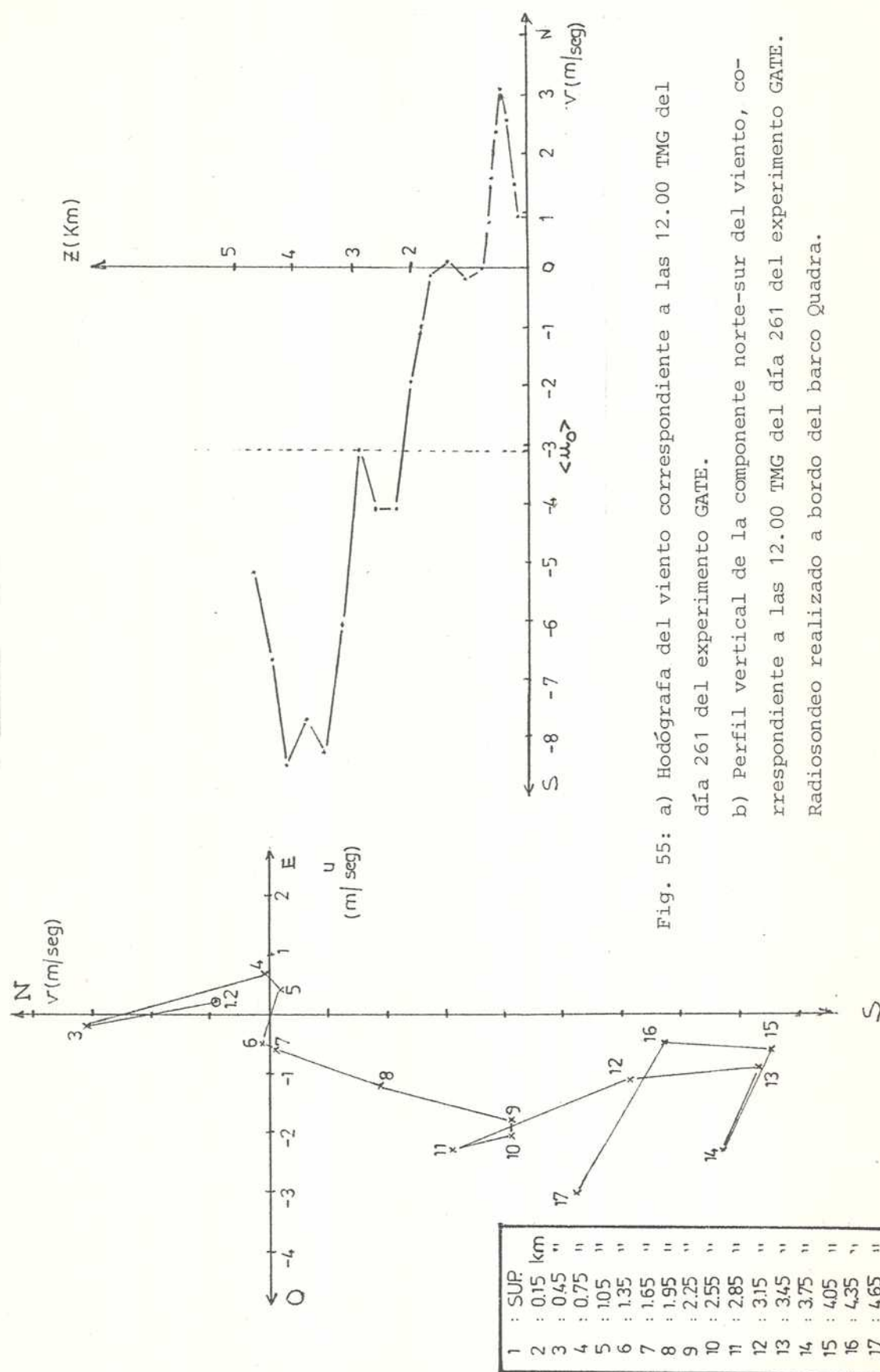


Fig. 55: a) Hodógrafa del viento correspondiente a las 12.00 TMG del día 261 del experimento GATE.  
 b) Perfil vertical de la componente norte-sur del viento, correspondiente a las 12.00 TMG del día 261 del experimento GATE. Radiosondeo realizado a bordo del barco Quadra.

se observaron St y Sc que resultaban de las torres activas que ascendían hasta la capa estable. Las velocidades de las ascendentes en las nubes, fueron comparables con el vector diferencia de los vientos horizontales a través de su espesor.

Warner y otros (1979) esquematizan en el plano de la máxima cortante vertical del viento, la estructura vertical y la estabilidad térmica en el entorno cercano a las nubes que componen el arco (ver Fig. 56).

Turpeinen y Yau (1981) determinan las propiedades estadísticas de una población de 140 celdas de nubes de "lluvia caliente", a partir del análisis de la información obtenida por el radar Quadra en el período 09.53-14.51 TMG. La resolución temporal de la información es de 5 minutos, comprende una serie completa de cortes horizontales correspondientes a 14 niveles de elevación de antena. Los parámetros determinados a partir de estos datos incluyen: tiempo de vida de la celda y su área máxima, el tope máximo del eco y el máximo factor de reflectividad ( $Z_{\text{máx}}$ ) durante todo el tiempo de vida de la celda. Se conviene en definir el tiempo de vida, como el tiempo en que la celda es detectable por radar (el umbral de reflectividad es de 22,9 dbz). Dado que el presente modelo es bidimensional, el área de la celda no es un parámetro utilizable en la verificación. En la Fig. 57 se presentan las distribuciones de frecuencia para los cuatro parámetros mencionados. Turpeinen y Yau (1981) obtienen un coeficiente de correlación positiva de 0,76, entre el área máxima y el máximo factor de reflectividad (todas las celdas con área superior a 20 Km<sup>2</sup> tienen valores máximos de reflectividad que superan los 30dbz).

Dado que la característica bidimensional del modelo numérico se ajusta más a las nubes que conforman los arcos, más que a las líneas longitudinales entre las que predominan nubes más pequeñas, cabe esperar valores de  $Z_{\text{máx}}$  superiores a 30dbz como resultado de la simulación. Sólo 13% de las celdas exceden en su reflectividad, los 40dbz.

La restricción del movimiento a dos dimensiones, requiere simular la convección en rollos transversales o en arcos con radio de cur-



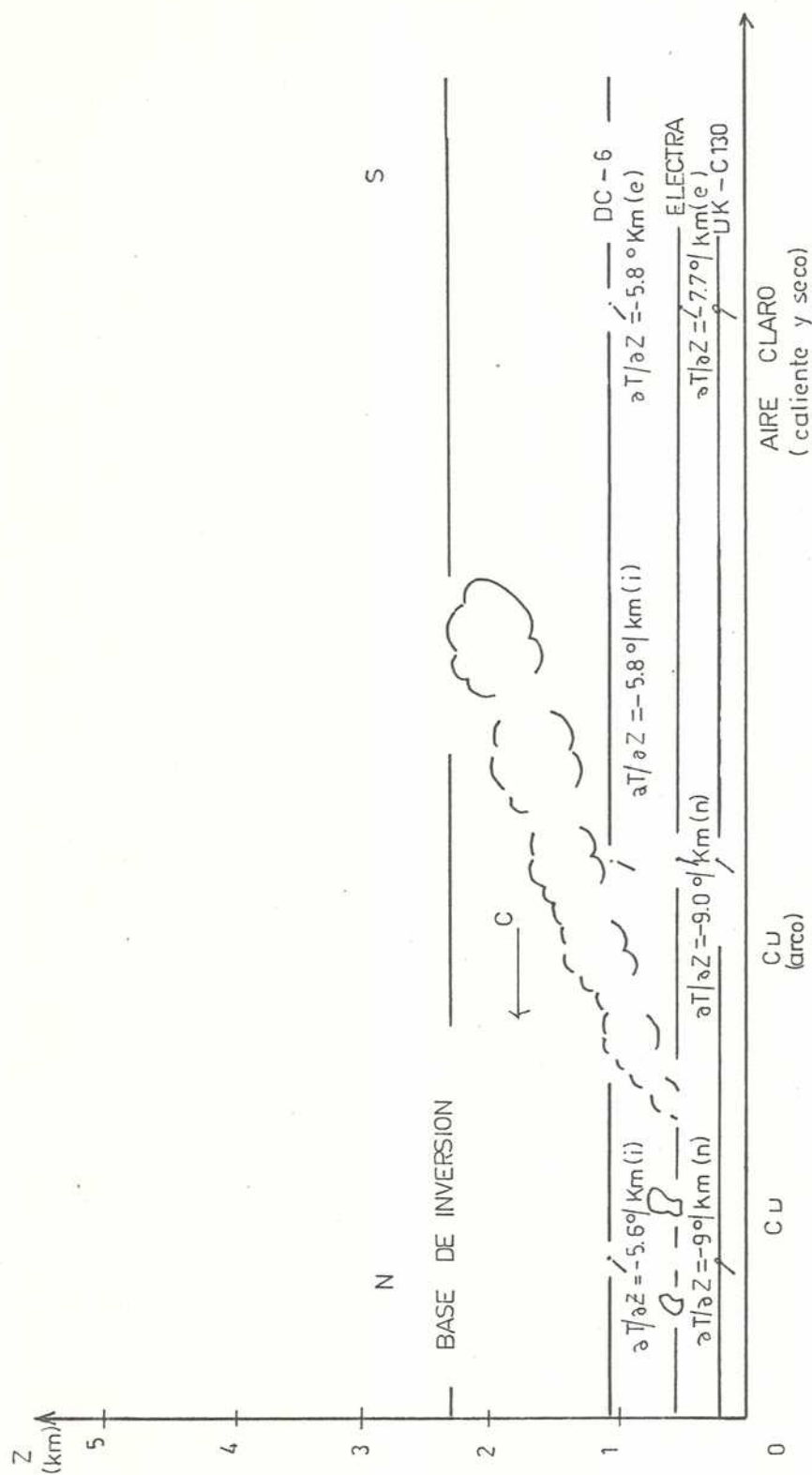


Fig. 56: Diagrama esquemático de una nube Cu que integra un arco. Las nubes se componían de una sucesión de térmicas elevándose en un entorno con cortante del viento. Las líneas suaves indican los niveles de vuelo de los aviones indicados. Se han planteado los vientos; (i), (n) y (e) indican inestabilidad, neutralidad y estabilidad convectiva respectivamente. Se indica con C la dirección de desplazamiento del sistema. (Warner y otros, 1979).

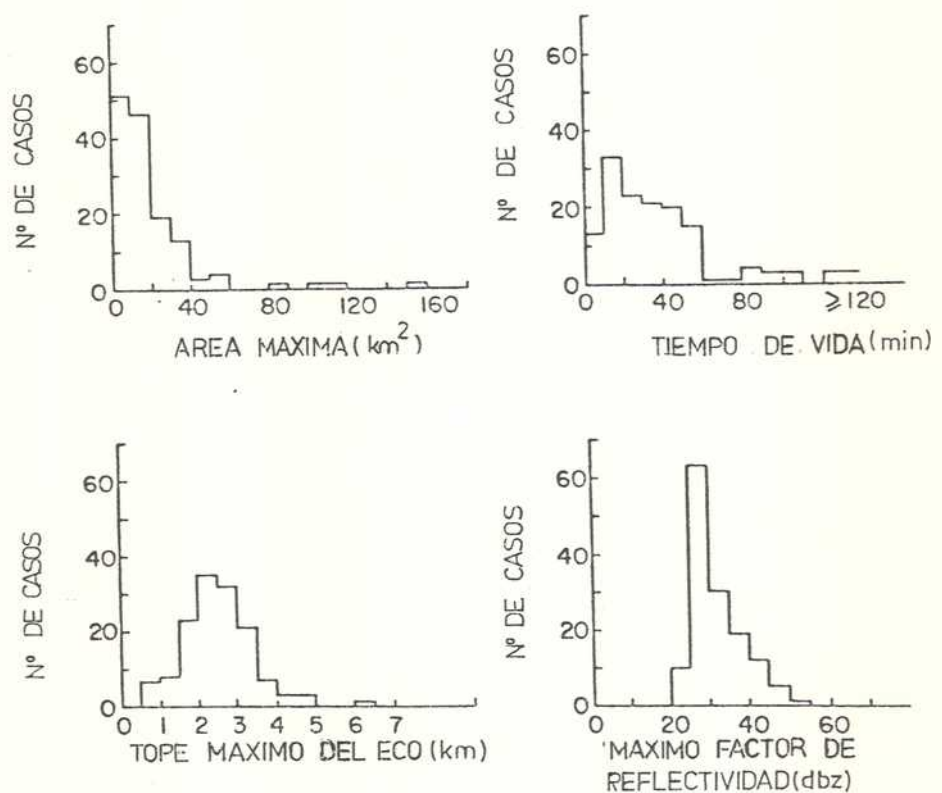


Fig. 57: Distribuciones de frecuencia del área máxima, tiempo de vida, máximo tope del eco y máximo valor del factor de reflectividad para la población de ecos de convección no profunda, observados en el período 09.53-14.51 TMG, por el radar instalado a bordo del barco Quadra (día 261 del exp. GATE). (Turpeinen y Yau, 1981).

vatura grande, orientados en la dirección normal a la de la máxima cortante vertical del viento en el entorno (dirección N-S en el día 261 del GATE). Por lo tanto, sólo se considera esta componente del viento como movimiento inicial, no incluyendo el giro direccional del viento con la altura. Con esta suposición, el perfil vertical del viento utilizado se muestra en la Fig. 55b.

Para iniciar la convección se introduce una perturbación positiva en la temperatura potencial en la región central del dominio. La forma de esta perturbación es la que sigue:

$$\theta^*(x, z, 0) = \theta_0^* \exp \left[ \frac{-2,3 |x-x_0|}{x_M} \right] \sin^2 \left[ \frac{\pi(z - \Delta/2)}{\Delta z} \right]$$

para  $\Delta/2 \leq z \leq \Delta z + \Delta/2$  (3.10)

$$\theta^*(x, z, 0) = 0 \quad \text{para } z > \Delta z + \Delta/2$$

Los valores de los parámetros  $\Delta$ ,  $x_0$ ,  $x_M$  y  $\Delta z$  se presentan en la Tabla 5, en la que se resumen los experimentos realizados.

### 3.2.3. Análisis de los experimentos realizados.

Tal como indica la Tabla 5, el experimento  $R_1$  con atmósfera inicial en reposo, utiliza el mismo modelo sin lluvia descrito en 3.1, con la diferencia de que la malla es desfasada. Por su parte el experimento  $R_2$  utiliza el modelo tal como se ha descrito en el párrafo 3.2.1 con las mismas condiciones iniciales y condiciones reflectivas en los bordes laterales que el caso  $R_1$ . Se quiere estudiar con estos dos experimentos las posibles influencias que resultan de incluir la categoría de agua de lluvia (en  $R_2$ ). En este último caso el crecimiento es más rápido, posiblemente debido a la reducción del empuje negativo, debido a la presencia del agua líquida, precipitada en parte.

Tabla 5: Características de los experimentos asociados a la verificación del modelo.

Experimento	Condiciones iniciales	Valores de $\Delta$ , $x_o'$ , $x_M$ y $\Delta Z$ (m)	$\theta_o^*$ ( $^{\circ}C$ )	$q_{vo}^*$ máx (gr Kg $^{-1}$ )	$K_M$ (m $^2$ seg $^{-1}$ )	N° de puntos de malla	Tiempo de integración (min)
R1 (no se permite lluvia)	Atmósfera de referencia ideal, saturada y en reposo	100 0 320 600	1	0	40,0	31 x 31	30
R2 (se permite lluvia)	"	"	"	"	"	"	"
T1	Región con impulso inicial positivo en $\theta^*$	150 4500 720 900	0,5	"	10,0	61 x 31	"
T2	Similar a T1 pero con humedad igual a la del entorno.	"	"	0,52	20,0	"	"
T3	Similar a T2 con saturación en el tope (975m)	"	"	1,25	10,0	"	"
T4	Similar a T1 pero toda la región saturada.	"	1	2,96	"	"	21
T5 (no se permite lluvia)	Región con impulso inicial tanto en $\theta^*$ como en HR y condiciones iniciales de calma	150 0 1000 900	0,75	1,63	"	31 x 31	30

(Continuación de la página anterior)

Experimento	Condiciones iniciales	Valores de $\Delta$ , $x_o$ , $x_M$ y $\Delta Z$ (m)	$\theta_o^*$ (°C)	$q_{vo}^*$ máx (gr Kg <sup>-1</sup> )	$K_M$ (m <sup>2</sup> seg <sup>-1</sup> )	N° de puntos de malla	Tiempo de integración (min)
T6 (se permite lluvia)	Región con impulso inicial tanto en $\theta^*$ como en HR y condi- ciones iniciales de calma.	150 0 1000 900	0,75	1,63	10,0	31 x 31	30
T7	Igual a T6 pero con viento en el entor- no.	150 4500 1000 900	"	"	"	61 x 31	36



Se han realizado pruebas de sensibilidad para evaluar el comportamiento del modelo respecto de las características del impulso inicial. Se han considerado dos elementos de referencia. El primero es la altura de la base de nube, que se encuentra próxima y por encima de los 500 m. El segundo se relaciona con la magnitud de las fluctuaciones de  $q_v$ . Emmitt (1978) obtuvo mediciones de  $q_v^*$  medias positivas, que oscilan entre 0,7 y 0,9 gr/Kg en la región de la ascendente (donde  $w > 0,5 \text{ m seg}^{-1}$ ), entre 500 y 1000 m, durante el experimento GATE. Teniendo en cuenta los resultados de Murray (1971), quien encuentra que el desarrollo de la nube es más sensible a la extensión vertical que a la horizontal del impulso, la primera se mantuvo prácticamente constante en 975 metros.

En el experimento T1 se incorpora el viento en el entorno y se supone  $q_v^*$  igual a cero y un impulso en  $\theta^*$  con una extensión horizontal máxima ( $\theta^* > 0,05^\circ\text{C}$ ) que no supera los 1,5 Km. Se asigna a  $\theta_0^*$  un valor de  $0,5^\circ\text{C}$ , con lo que se intenta equilibrar el efecto de haber reducido el valor del coeficiente  $K_M$ , respecto a la serie de experimentos anteriores. Se encuentra que durante todo el tiempo de integración (30 minutos), no se alcanza la saturación. Este resultado es coherente con las dimensiones e intensidad del impulso inicial y con el hecho de que la zona más caliente es también la más seca.

En el experimento T2 se iguala la humedad en la región de impulso inicial con la del entorno. Esta modificación supone un  $q_v^*$  máximo de 0,52 gr/Kg. Sin embargo el valor de  $K_M$  supuesto (el doble del anterior), con el fin de no producir un aumento exagerado en el impulso inicial, conduce a resultados similares en cuanto a la no formación de una nube.

Se retoma entonces el valor de  $K_M$  igual a  $10 \text{ m}^2 \text{ seg}^{-1}$  y se incluye una zona saturada muy angosta (150 m), en el tope de la región de impulso inicial, con el fin de impedir que la turbulencia difunda excesivamente la perturbación, al comienzo de la integración. Este experimento (T3), que supone un  $q_v^*$  máximo de 1,25 gr/Kg, genera una nube que subsiste durante 7 min., con una velocidad vertical en la rama



ascendente que no supera los 0,7 m/seg y decae rápidamente.

En el experimento T4 se investiga el efecto resultante de una modificación más significativa, saturando toda la región de impulso inicial en  $\theta^*$  y se considera un  $\theta_0^*$  de  $1^\circ\text{C}$ . Este experimento se caracteriza entonces por un impulso débil en la temperatura potencial, pero intenso en la relación de mezcla del vapor de agua ( $q_v^* \text{ máx} = 2,96 \text{ gr/Kg}$ ). La convección que se genera es vigorosa. La Fig. 58 muestra el campo de  $W$  a los 15 min. de evolución, tiempo en que esta variable alcanza su valor máximo igual a 10,6 m/seg. En la Fig. 59 se presentan el campo de  $q_c$  a los 15 min. de integración y el campo del factor de reflectividad a los 15 y 20 minutos respectivamente. La precipitación comienza a ser detectada por el radar a los 6 minutos, cuando el eco alcanza una reflectividad de 22,9 dbz que equivale a un valor de  $q_r$  de 0,054 gr/Kg, mientras que la reflectividad máxima de 54 dbz se alcanza a los 17 min. Posteriormente la ubicación de este máximo desciende. A los 20 minutos la nube se inclina en la dirección de la cortante vertical del viento. El máximo mencionado del factor de reflectividad ( $Z_{\text{máx}}$ ) se encuentra en el extremo de la distribución de frecuencia para toda la población de ecos (Fig. 57). El máximo en el tope del eco no resulta inferior a los 3,5 Km. Se observa que los campos, tanto de  $W$  como de las variables de humedad, son más perturbados, que los encontrados en los experimentos realizados en condiciones de entorno saturado. Este comportamiento responde a la mayor evaporación y mezcla, en los experimentos que simulan condiciones ambientales reales.

Tanto el experimento T4 como los anteriores, indican una fuerte dependencia del tiempo de vida y de la intensidad del desarrollo en nubes Cu, respecto de las características del impulso inicial. Turpeinen (1985) simula la convección para las mismas condiciones ambientales (día 261 del experimento GATE), utilizando un modelo inelástico y tridimensional de convección profunda (Yau, 1980). Utiliza para el mismo dominio de integración en el plano vertical que contiene al vector cortante vertical del viento (dirección N-S), un impulso sólo en  $q_v$  de forma cilíndrica con un radio de 4 Km y que abarca el espesor



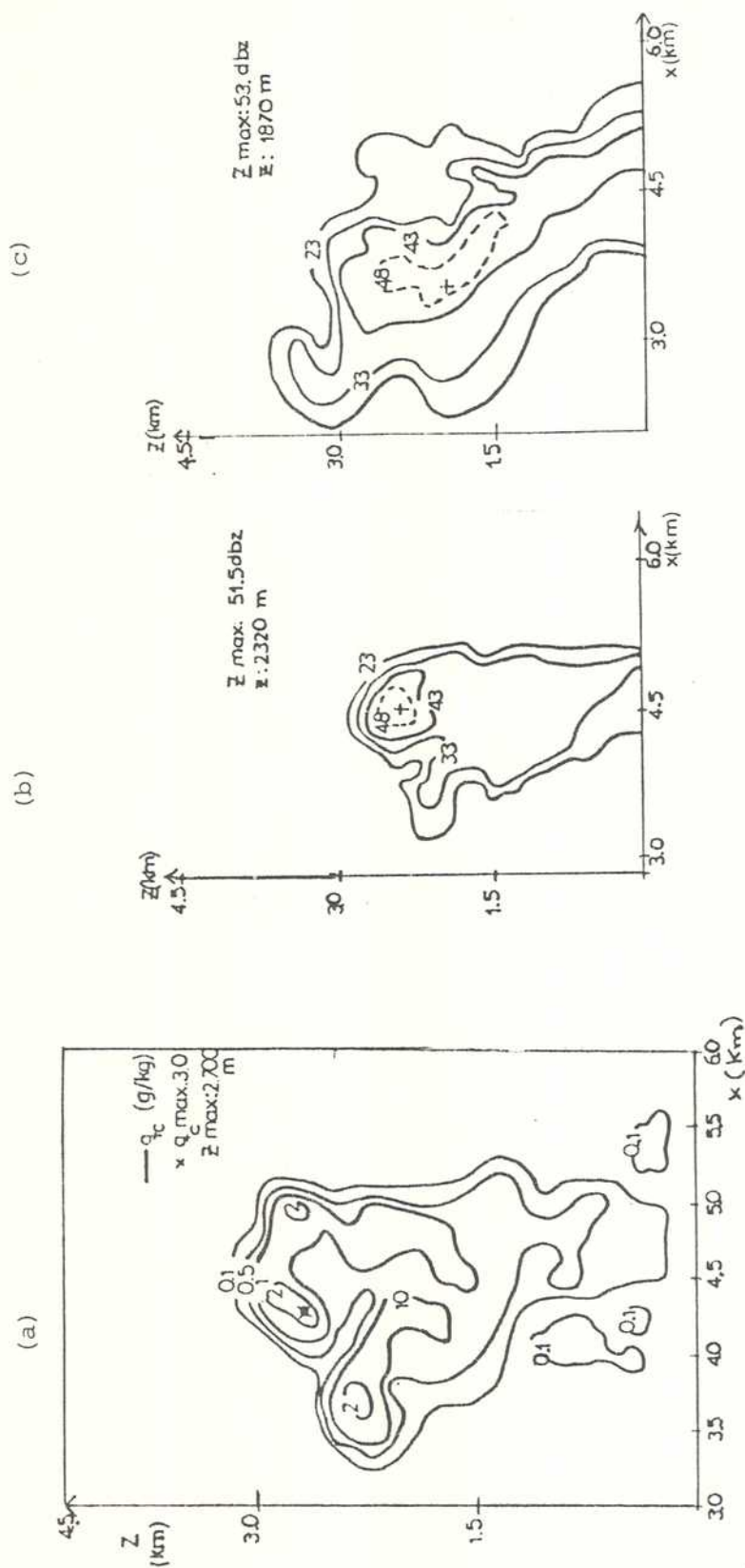


Fig. 59: Campos de: a) la relación de mezcla del agua de nube ( $q_c$ ); b) el factor de reflectividad del eco ( $Z$  (dbz)), al cabo de 15 min. y de c) el factor de reflectividad del eco al cabo de 20 min. (Exp. T4).

(1500-300) m en la vertical. El aire se satura en el centro del dominio de integración en el espesor mencionado, significando un  $q_v^*$  máximo de 2,6 gr/Kg. Esta perturbación resulta por lo menos dos veces más extensa en la horizontal, que la utilizada en el presente trabajo. Otros autores (Schlesinger, 1978a) utilizan impulsos tanto en  $\theta$  como en  $q_v$  y en  $w$ , con dimensiones aún mayores en la horizontal y vertical y más intensos que los utilizados por Turpeinen.

En los experimentos siguientes se ha utilizado una perturbación tanto en la temperatura potencial (ver Tabla 5) como en la humedad relativa. Esta última responde a la siguiente función:

$$\begin{aligned}
 HR^*(x, z, 0) &= \left[ 1 - HR_e(z) \right] \sin^2 \frac{\pi(z - 375)}{900} \\
 &\quad \exp \left[ \frac{-2,3}{1000} |x - 4500| \right] \quad \text{para } 375 \text{ m} \leq z \leq 975 \text{ m} \\
 HR^*(x, z, 0) &= 0 \quad \text{para } \Delta/2 \leq z < 375 \text{ m} \\
 &\quad (3.11) \\
 HR^*(x, z, 0) &= 1 - HR_e(z) \quad \text{para } 975 \text{ m} \leq z \leq 1125 \text{ m} \\
 &\quad \text{y } 3525 \text{ m} \leq x \leq 5475 \text{ m} \\
 HR^*(x, z, 0) &= 0 \quad \text{para } 975 \text{ m} \leq z \leq 1125 \text{ m} \\
 &\quad \text{y } x < 3525 \text{ m} \\
 &\quad \text{ó } x > 5475 \text{ m}
 \end{aligned}$$

Los campos espaciales de  $\theta^*$  y de  $q_v^*$  se han dibujado en la Fig. 60.

Los experimentos T5 y T6, ambos caracterizados por una atmósfera inicialmente en reposo, sólo difieren en la inclusión o no de la lluvia. Las condiciones iniciales permiten suponer simetría rectilínea y condiciones reflectivas en los bordes laterales.

En las Fig. 61, 62 y 63 se presentan los campos de las distintas variables para un semiplano ( $x > 0$ ), cuando han transcurrido 15 min. de integración y la convección se encuentra próxima a su culminación para el experimento T6. La estructura de los campos se asemeja a la obtenida por Murray y Koenig (1972). Se observa una zona fría estable en el tope de la nube, que se relaciona con el ascenso forzado

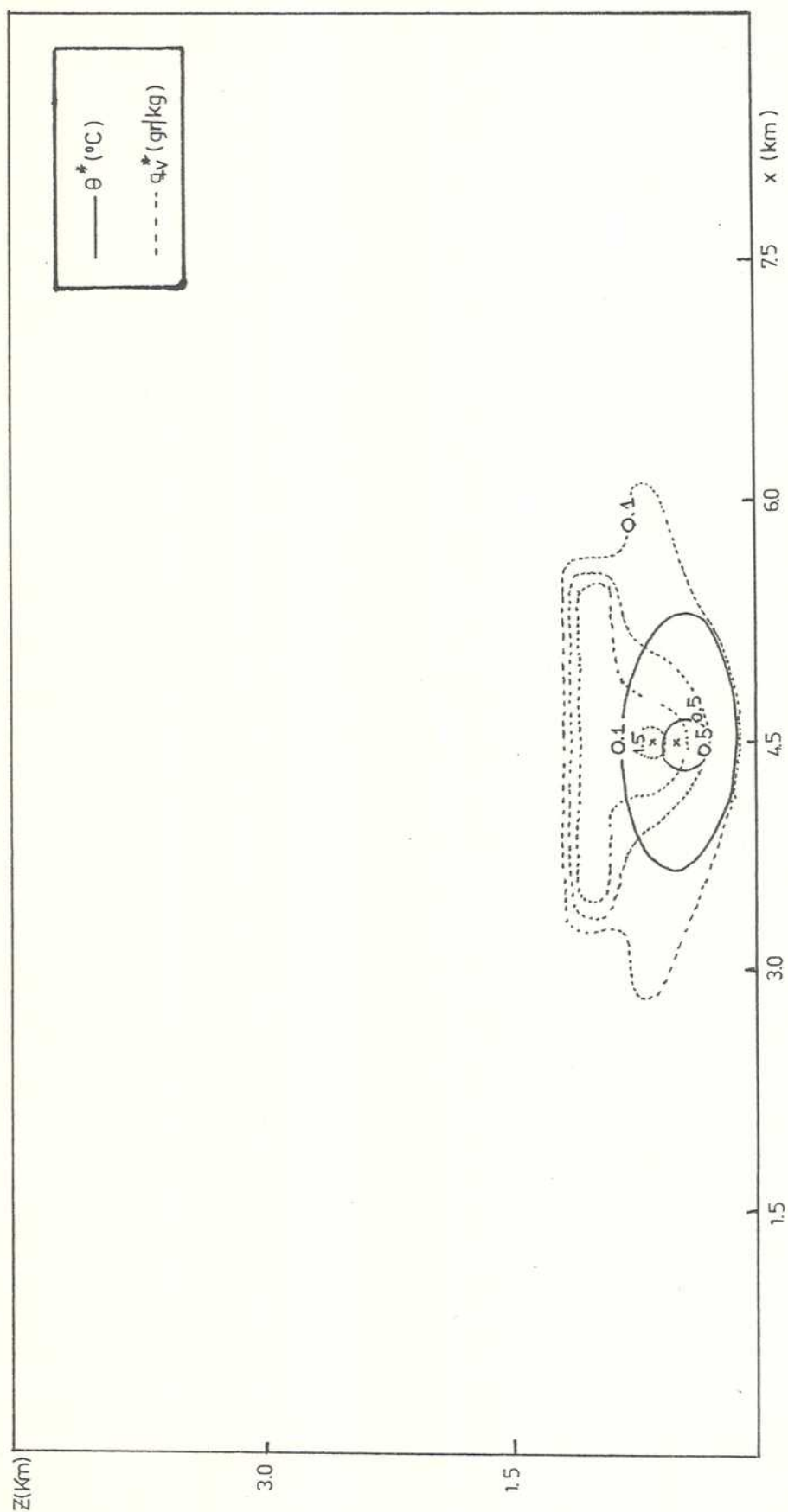


Fig. 60: Campo inicial de la perturbación de la temperatura potencial ( $\theta^*$ ) y de la relación de mezcla del vapor ( $q_v^*$ ) para los experimentos T5 a T7.

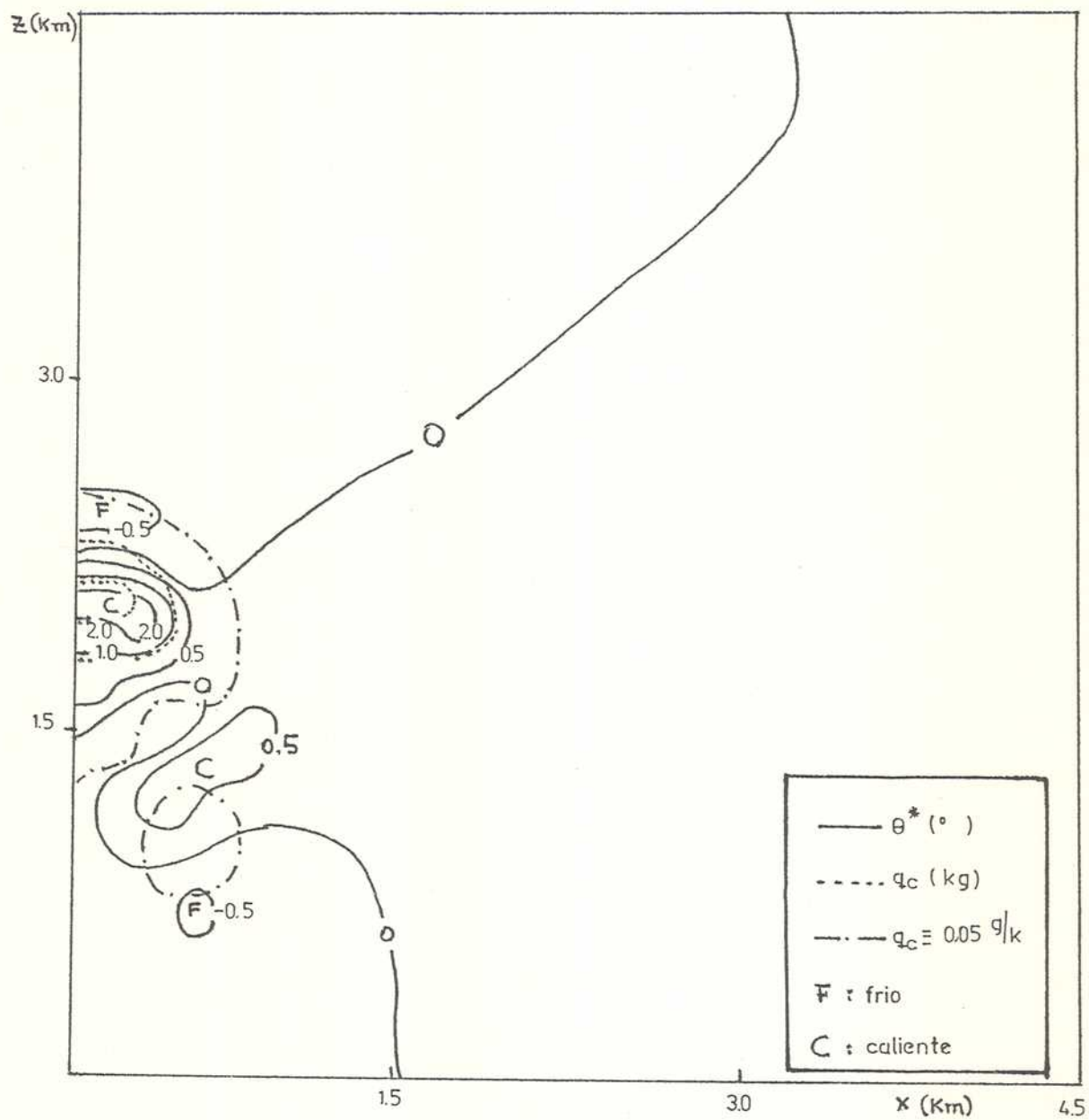


Fig. 61: Campos de la perturbación de la temperatura potencial ( $\theta^*$ ) y de la relación de mezcla del agua de nube ( $q_c$ ) al cabo de 15 min. (Exp. T6).



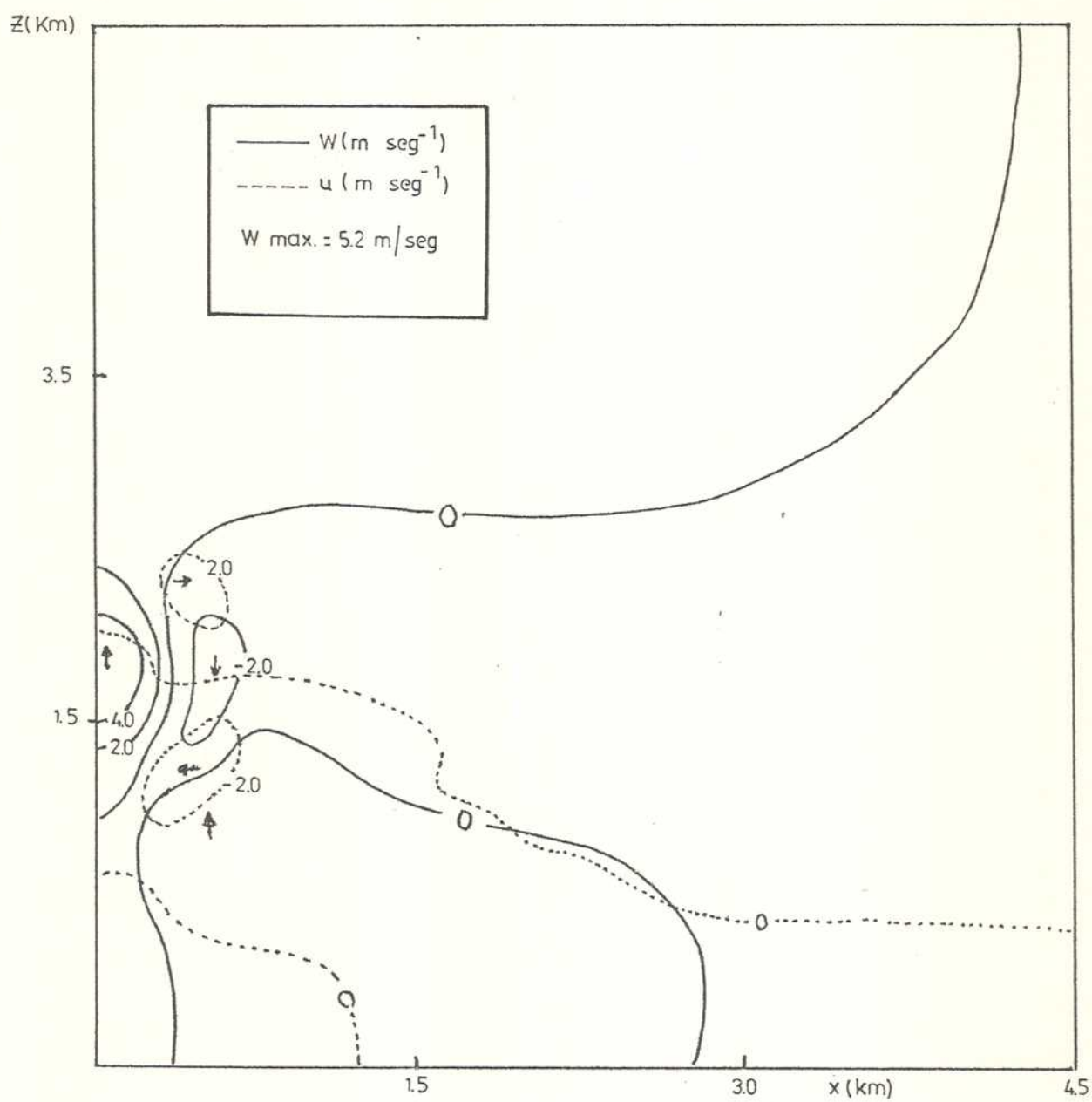


Fig. 62: Campos de las componentes horizontal (U) y vertical (W) del movimiento al cabo de 15 min. (Exp. T6).

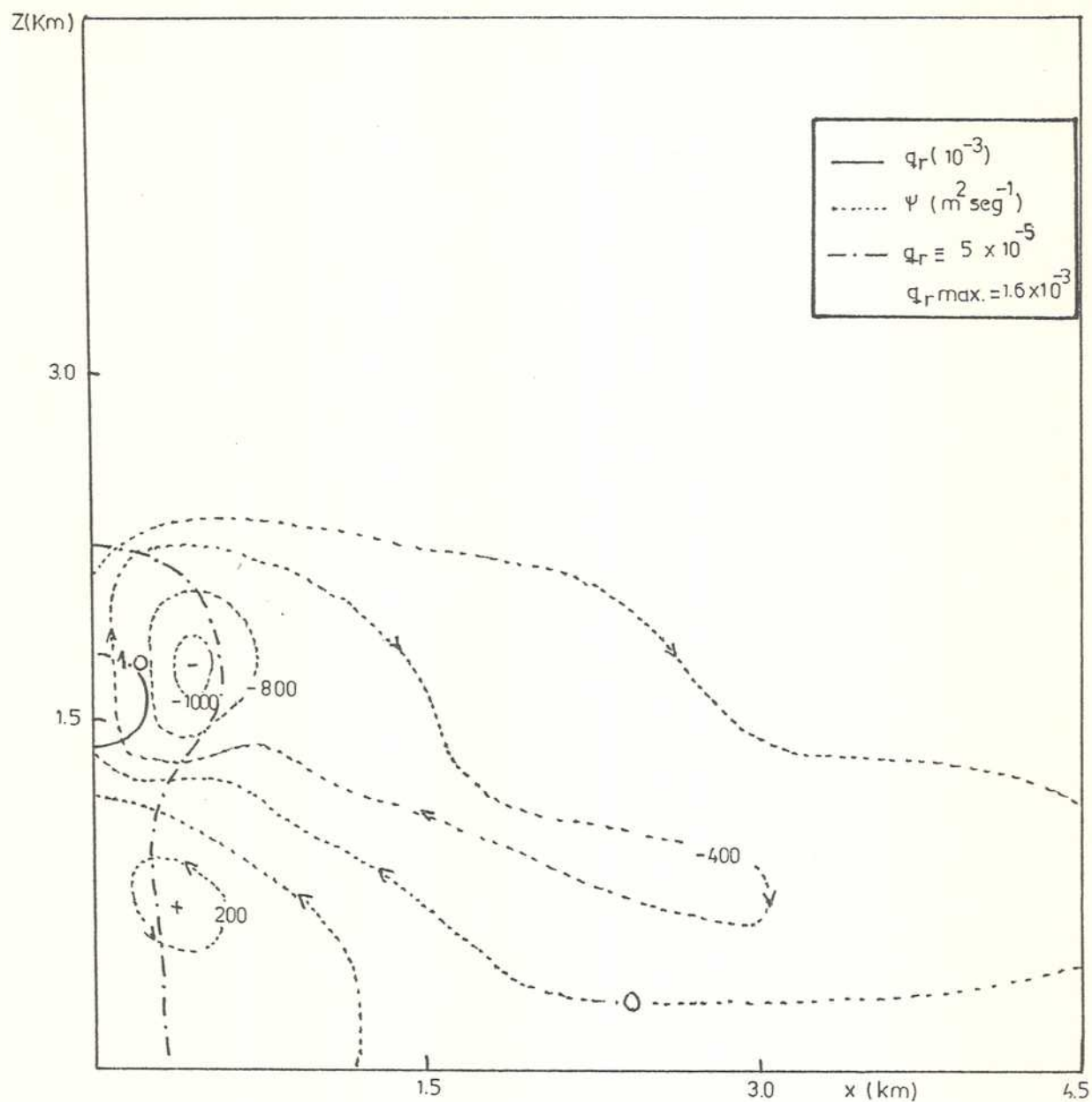


Fig. 63: Campos de la relación de mezcla del agua de lluvia ( $q_r$ ) y de la función corriente ( $\Psi$ ) al cabo de 15 min. (Exp. T6).

no saturado y con la evaporación de aire ubicado por encima de la nube. Este enfriamiento inhibe la convección. También actúa la evaporación de las gotas de lluvia, por debajo de la base de la nube y la evaporación de gotas de nube en su base, relacionadas con los núcleos fríos y la descendente inferior, que se observan en las Fig. 61 y 62. La mezcla con el entorno relativamente más seco, favorece la reducción lateral del diámetro de la nube. Al comparar los experimentos T5 y T6 se encuentra por una parte, que la corriente alcanza en el segundo caso, niveles más elevados que en el primero. Este resultado es coherente con una reducción en la carga de hidrometeoros, al permitir que parte del agua líquida precipite, librando a la ascendente de un empuje negativo en la parte superior de la nube. Por otra parte, el enfriamiento ya mencionado, por encima del núcleo caliente de la ascendente, es más intenso en el experimento T5, en el cual la evaporación del agua ocurre en mayor proporción, debido a la ausencia de gotas de lluvia. Estas evaporan con una velocidad finita, dada por la expresión (3.9).

El experimento T7 utiliza el mismo impulso inicial que los casos T5 y T6, e incluye el perfil vertical del viento que muestra la Fig. 55b.

La Fig. 64 muestra los campos de  $W$  y de  $\theta^*$  a los 15 min. de evolución de la convección. Se observa que el núcleo de la corriente ascendente es caliente, mientras que a lo largo de los extremos de la misma y especialmente en su parte inferior, se encuentran zonas más frías que comienzan a erosionarla. Los movimientos compensatorios han inducido corrientes descendentes a ambos lados. En la capa subnubosa se observa una descendente fría más débil.

En la Fig. 65 se ha representado el campo de  $q_c$  a los 20 y a los 25 min. respectivamente (el valor máximo ocurre a los 23 min.). Las dimensiones de la nube resultante son notablemente menores a las obtenidas en el experimento T4. La dimensión horizontal máxima de la nube no supera los 1,5 Km, mientras que Turpeinen (1985) encuentra un ancho máximo de 5 Km. Warner y otros (1979) estiman, a partir de fotos de satélite, un ancho de aproximadamente 4,5 Km en la nubosidad cumuliiforme de los arcos.

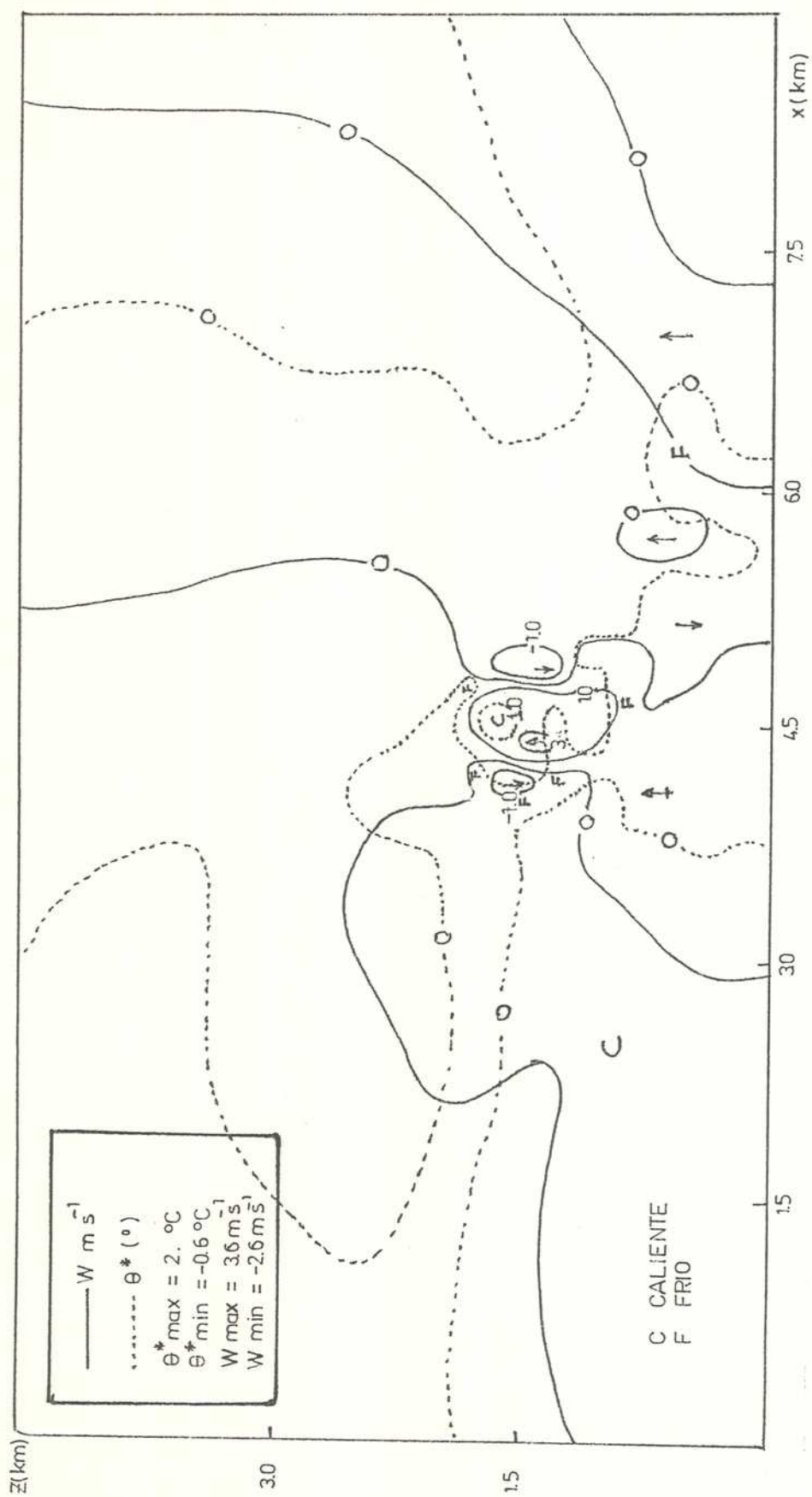


Fig. 64: Campos de la velocidad vertical ( $W$ ) y de la perturbación de la temperatura potencial ( $\theta^*$ ) al cabo de 15 min. (Exp. T7).

(a)

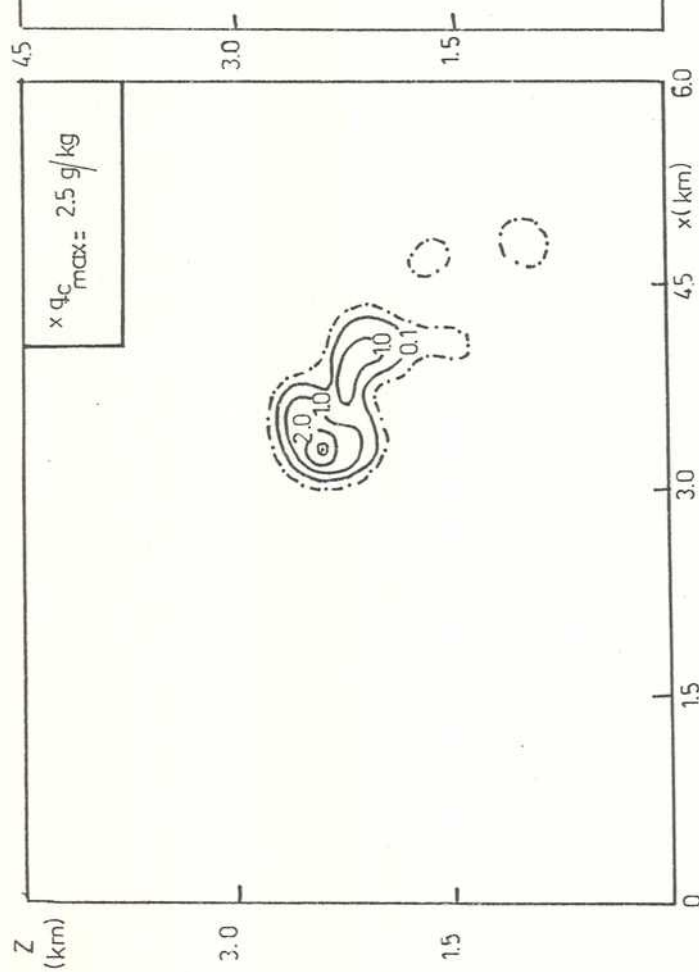


Fig. 65 a: Campo de la relación de mezcla del agua de nube ( $q_c$ ) al cabo de 25 min. (Exp. T7).

(b)

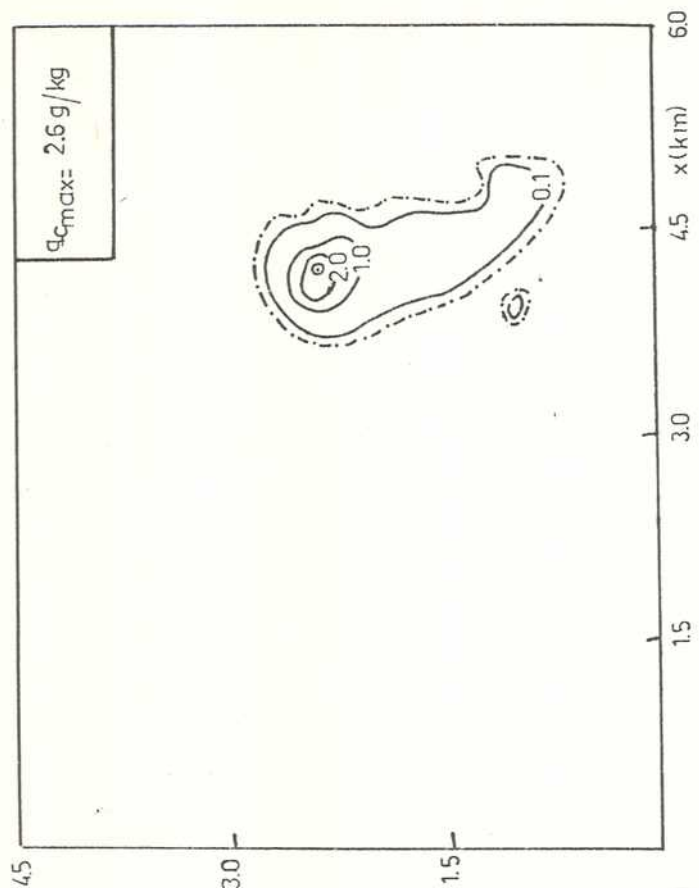


Fig. 65 b: Campo de la relación de mezcla del agua de nube ( $q_c$ ) al cabo de 20 min. (Exp. T7).

Los resultados de este experimento indican un ancho máximo para el área con velocidad ascensional de 0,5 Km. Durante el experimento GATE Le Mone y Zipser (1980) encuentran un ancho medio de ascendentes de 0,8 Km. Por otra parte, siempre sobre áreas oceánicas tropicales durante el experimento MONEX, Warner (1981) obtiene anchos de ascendentes de 0,25 Km para Cu fractus, 0,4 para Cu humilis y 1,3 Km para Cu mediocris, mientras que Warner y Mc Namara (1984) obtienen valores de alrededor de 1,4 Km para nubes cumuliformes que excluyen Cb.

Las Fig. 66 y 67 muestran los campos de  $W$  y de  $u^*$  y de  $\theta^*$  y  $q_r$  respectivamente a los 20 minutos. La descendente fría asociada a la precipitación se ha intensificado, mientras que la ascendente alcanza su valor máximo de 5,9 m/seg. El núcleo de la ascendente se mantiene caliente, aunque los apartamientos positivos de la temperatura, están restringidos a una pequeña región de la torre que se eleva. Los apartamientos negativos presentes en niveles más bajos, se asocian a zonas de empuje negativo y descendentes. Esta característica de la convección tipo burbuja, con descendentes y disipación de la nube por debajo de la térmica que se eleva, ha sido señalada por Warner y otros (1980a), como típica en el área del GATE. Parece responder a la estabilidad de la capa nubosa inferior, sobre el Océano Atlántico Oriental. Por su parte, Malkus (1958) encuentra sobre el Océano Atlántico Occidental que sólo el 10% de la materia nubosa visible contiene ascendentes con empuje positivo.

En las Fig. 68 y 69 se presentan los campos de las mismas variables a los 25 minutos. Se observa que tanto el eje de la corriente vertical como el de la zona precipitante, se inclinan en la vertical en la dirección de la cortante. Un núcleo frío intenso incursiona en el interior del núcleo de la corriente ascendente, presentando los campos más de una zona de valores máximos o mínimos relativos, en lugar de zonas continuas. Todos los parámetros han alcanzado sus valores máximos. La precipitación se desarrolla a partir de los 9 minutos y alcanza el nivel de superficie (se considera  $z = \Delta/2$ ) a los 17 min., mientras que la altura correspondiente a  $Z_{\text{máx}}$  ha comenzado a disminuir a partir de los 22 minutos. La convección comienza a declinar alrededor de los 23 min. y la nube se encuentra en etapa de disipación a los



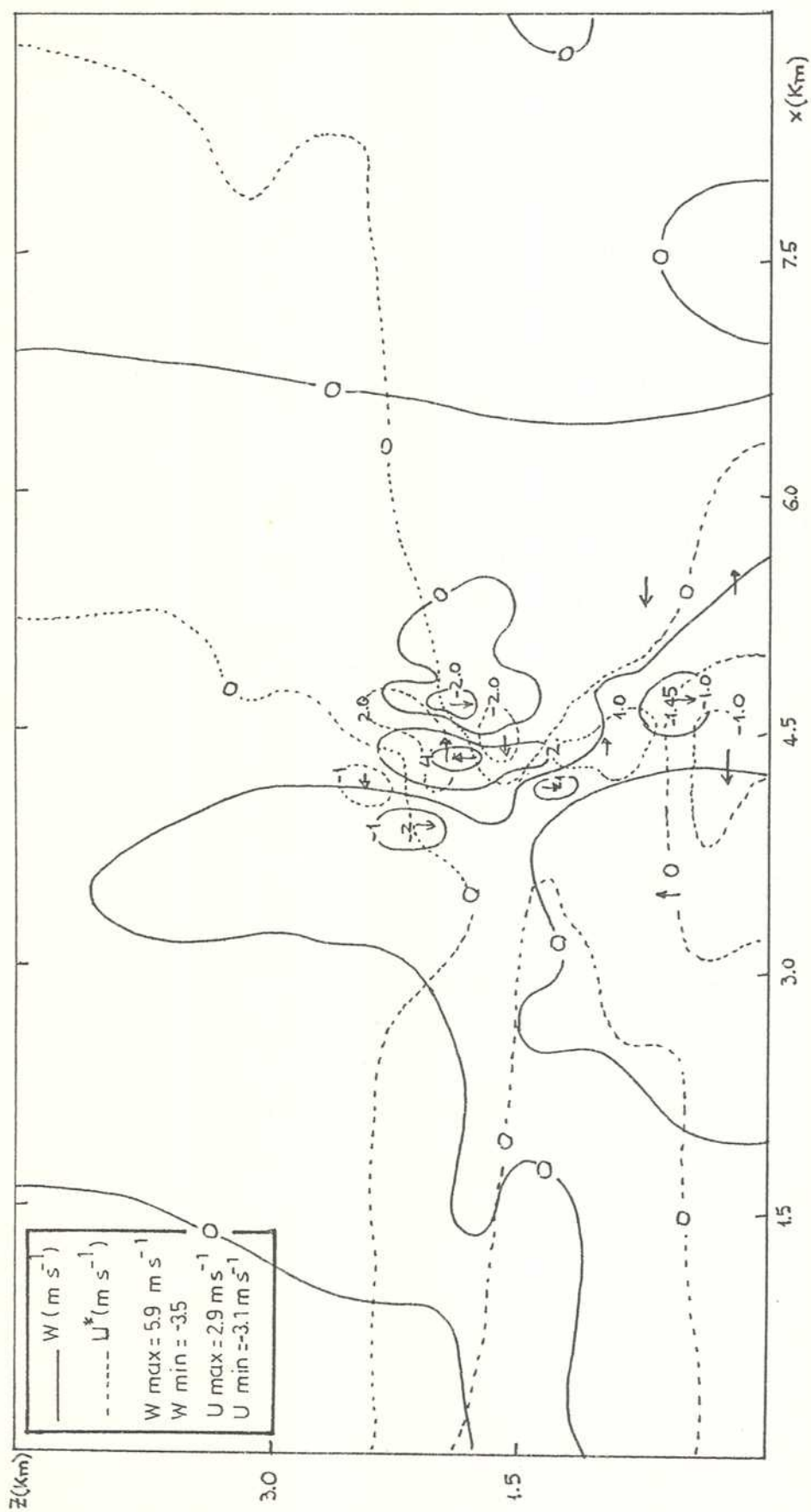


Fig. 66: Campos de las componente horizontal perturbada ( $U^*$ ) y de la componente vertical ( $W$ ) al cabo de 20 min. (Exp. T7).

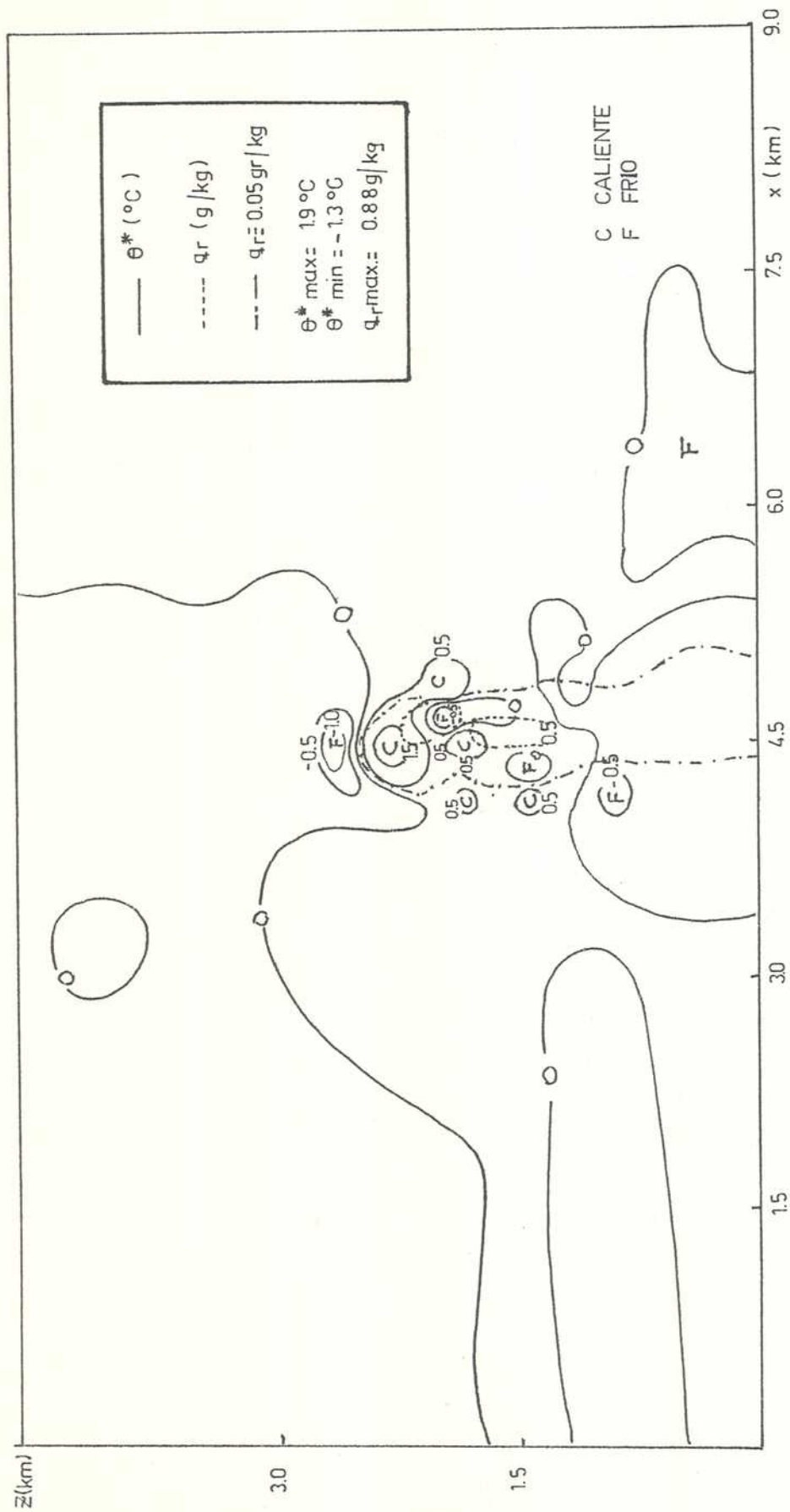


Fig. 67: Campos de la perturbación de la temperatura potencial ( $\theta^*$ ) y de la relación de mezcla del agua de lluvia ( $q_r$ ) al cabo de 20 min. (Exp. T7).

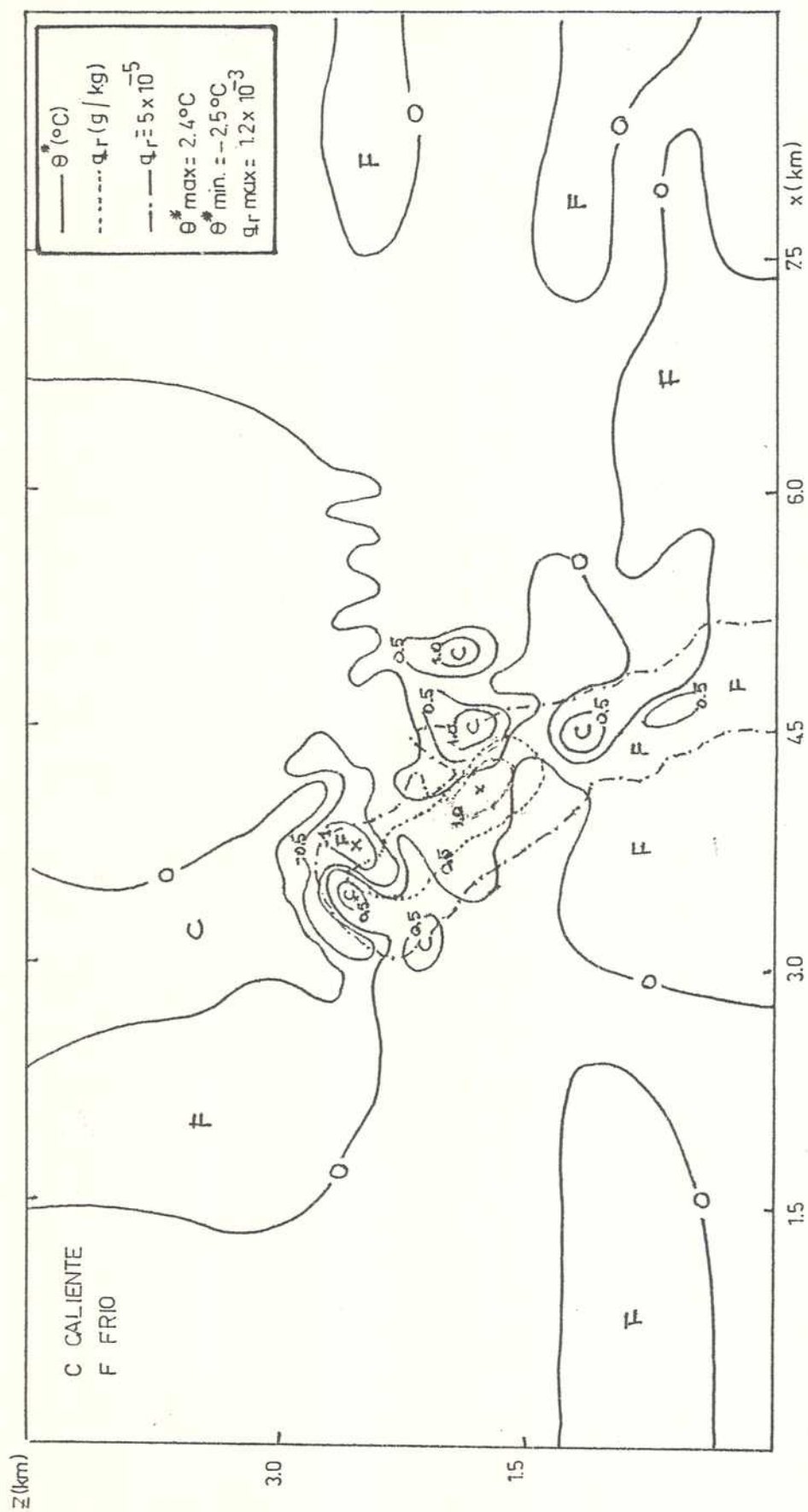


Fig. 68: Campos de la perturbación de la temperatura potencial ( $\theta^*$ ) y de la relación de mezcla del agua de lluvia ( $q_r$ ) al cabo de 25 min. (Exp. T7).

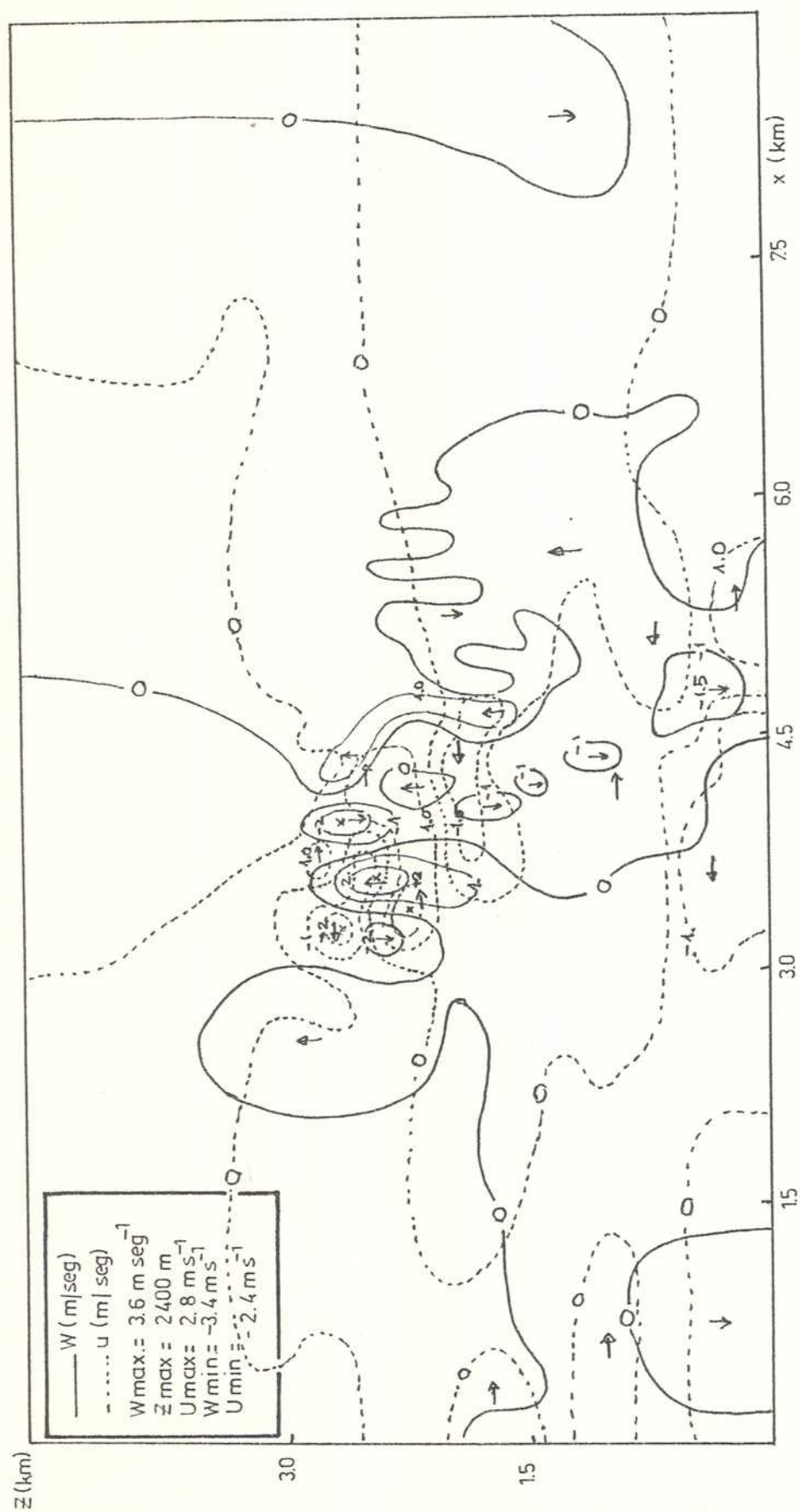


Fig. 69: Campos de las componente horizontal perturbada ( $U^*$ ) y de la componente vertical ( $W$ ) al cabo de 25 min. (Exp. T7).

30 minutos.

En la Fig. 70 se ha dibujado una secuencia cada 5 minutos de los campos del factor de reflectividad  $Z$  entre los 10 y los 30 minutos. Nuevamente, se observa a partir de los 29 min. la inclinación del eco en la dirección de la cortante del viento, acentuándose a los 30 minutos. A esta hora el tope del eco comienza a declinar.

La nube se ha desplazado ligeramente hacia el N durante su evolución, aunque en la última etapa indicaría un retroceso o estacionamiento.

La integración numérica se ha continuado hasta los 39 minutos. Si bien la simulación hasta este momento logra reproducir las etapas de formación, desarrollo y disipación de la nube precipitante, a partir de los 36 min. los campos resultan muy perturbados y oscilantes, y resulta difícil poder definir un tiempo de vida de la nube, dado que los valores de  $Z_{\text{máx}}$  decaen muy lentamente ( $Z_{\text{máx}} = 29 \text{ dbZ}$  a los 38 min.). Si bien en los trópicos, los Cu no necesitan precipitar para disiparse, interesa analizar los motivos que corresponderían a esta última etapa, en las nubes precipitantes ocurridas en el día 261 del GATE. Por una parte, a medida que el núcleo de la ascendente en la nube se eleva, el aire que ingresa a la misma proviene de niveles más altos y más secos. Por otra parte, la zona fría y estable que se produce por ascenso forzado y evaporación, por encima del tope de la nube, tiende a frenar el ascenso, pudiendo llegar a descender en parte a lo largo de los límites de la misma, produciendo evaporación y enfriamiento en la mezcla. También la precipitación en la capa subnubosa evapora en parte, estableciendo una descendente e impidiendo el ingreso de aire a la nube. Este comportamiento es modificado por la presencia de la cortante, factor que Warner y otros (1979), consideran favorable para la persistencia de los arcos y para la coexistencia de ascendentes y descendentes, ambas en la escala de la nube. En la Fig. 66, se observa que la descendente inclinada, asociada con el agua líquida que precipita, se ha formado cortante abajo y en la parte inferior de la nube, interrumpiendo el ingreso de los alisios en capas bajas. El aire frío fuerza una nueva ascendente hacia el sur. Si se analiza el comportamiento de la base de la nube, se encuentra que a los 20 min. la nu-



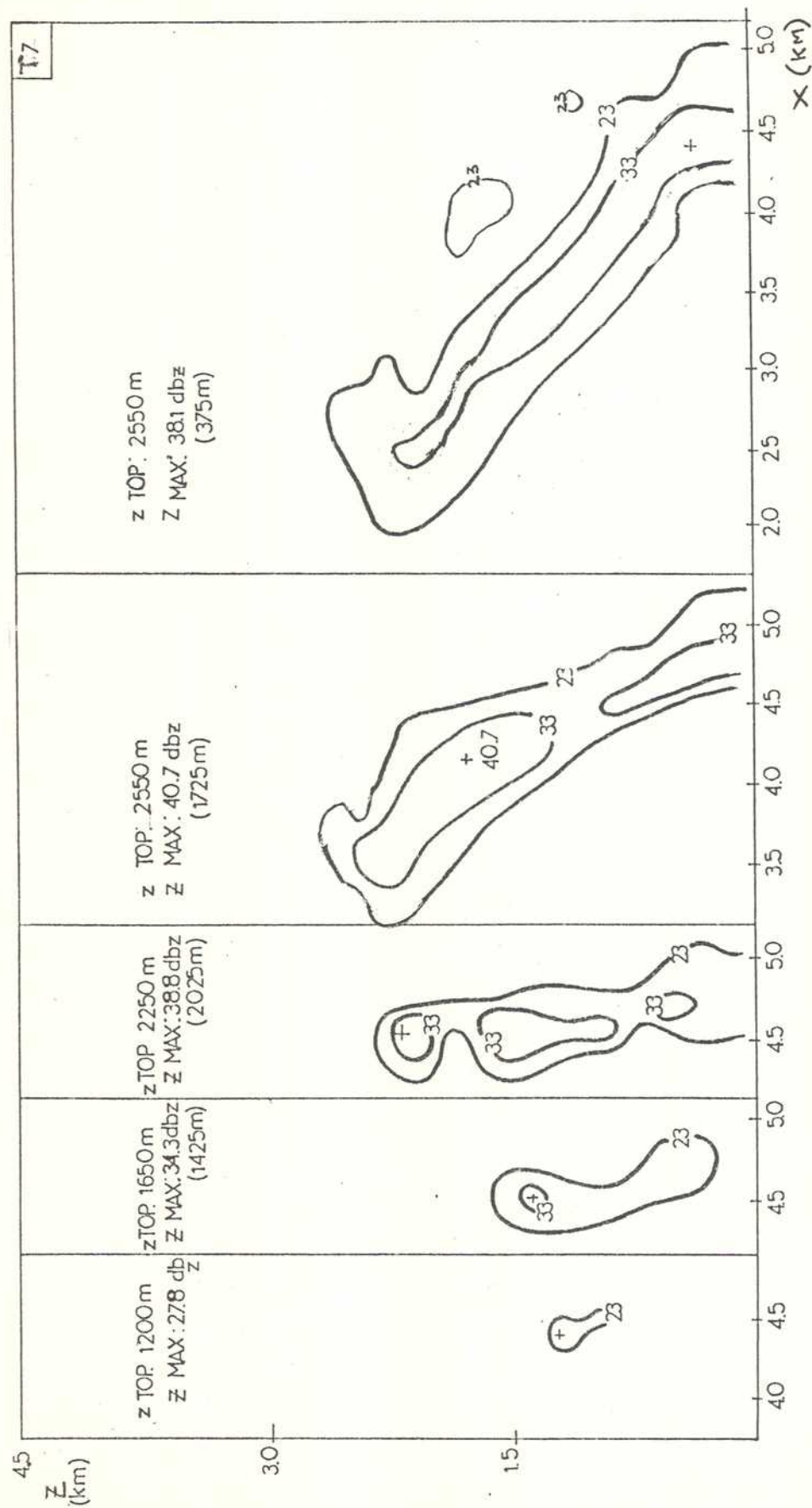


Fig. 70: Evolución temporal del campo del factor de reflectividad del eco ( $Z$  (dbz)) a intervalos de

5 min. desde los 10 hasta los 30 min. (Exp. T7).

Se indican los valores de altura máxima del eco ( $z_{top}$ ), de reflectividad máxima ( $Z_{máx}$ ) y su altura.



be comienza a secarse desde abajo. La base, que al comienzo se encontraba a los 675 m de altura, deja de ser estable y se eleva, alcanzando a los 30 min. los 1725 m. Al no mantenerse por advección de aire húmedo y cálido desde abajo, y debido a la estabilidad estática de la capa más seca, la nube se disipa después de los 30 minutos.

El análisis anterior explicaría los mecanismos que conducen a la declinación de la convección en este día. El comportamiento del modelo en esta etapa se atribuye a distintos factores.

En primer lugar, las condiciones periódicas en los límites laterales conducen a un comportamiento no real, que consiste en la entrada de perturbaciones a barlovento de la nube (respecto del vector cortante) que se generan a sotavento de la misma. La no simetría en presencia de cortante del viento, conduce a condiciones diferentes a barlovento, respecto de las condiciones a sotavento de la nube.

En segundo lugar, en la capa estable más seca en la cual penetra la nube, se generan ondas de gravedad que se reflejan en el tope del dominio de integración y distorsionan la evolución de la nube.

En tercer lugar, la generación de valores numéricos negativos, de variables que se definen como positivas -tal como la relación de mezcla del agua líquida- por errores de truncado en los términos advectivos, producirían un enfriamiento no real. En este modelo, este problema se ha encarado igualando a cero los valores negativos que se generan. Esto supone un incremento del agua líquida, que posteriormente en parte es evaporada. Se han cuantificado los valores negativos mencionados, y se ha encontrado que no superan el 5% de los correspondientes valores de  $q_c$  o de  $q_r$  positivos distanciados en  $\Delta$  respecto de los anteriores.

Por último, el tratamiento turbulento utilizado, al no permitir que el coeficiente de viscosidad turbulenta varíe con el tiempo y en el espacio, conduce a una disipación probablemente insuficiente y no ubicada en el lugar adecuado. Este aspecto se trata con más detenimiento en el Capítulo IV. El aspecto característico que presentan los campos en esta etapa de la convección, también caracteriza los resultados de los experimentos numéricos, realizados por Murray y Koenig (1972), quienes utilizan un valor de  $K_M$  constante e igual a  $40 \text{ m}^2 \text{ seg}^{-1}$ .

En la Fig. 71 se ha graficado la evolución temporal de los máximos de las relaciones de mezcla  $q_c$  y  $q_r$  respectivamente. Se ha incluido en este gráfico la evolución de la intensidad máxima de la precipitación en superficie ( $RI_g$ ). Su valor se ha calculado a partir de la relación

$$RI \text{ (mm/hora)} = 3600 \times 10^3 \frac{\rho_{oo} q_r V_T}{\rho_w} \left( V_T \text{ en } \frac{m}{seg} \right) \quad (3.12)$$

Resulta de interés la obtención de este parámetro y su comparación con los valores medidos en superficie, a fin de determinar la capacidad del modelo numérico para estimar la intensidad de la precipitación en superficie, proveniente de nubes cumuliformes.

Se alcanza un máximo relativo alrededor de los 26 min. y un máximo absoluto a los 31 min. de 9,7 mm/h, reduciéndose a 1,5 mm/h sobre el final del tiempo de simulación. Los valores medidos indican máximos de 20 mm/h y típicos de 2 mm/h. Por su parte, los valores máximos de intensidad de precipitación en la nube, alcanzan los 24,7 mm/h a los 24 min., a los 1875 m de altura.

La Fig. 72 muestra la evolución temporal de la altura correspondiente al tope del eco y de la ubicación de los máximos de la relación de mezcla  $q_c$  y del factor de reflectividad  $Z$ . El tope del eco alcanza un máximo alrededor de 10 min. después de aparecer, se mantiene estacionario mientras el nivel de  $Z_{m\acute{a}x}$  desciende y comienza a su vez a descender en forma definida, una vez que se alcanza el máximo en la intensidad de la precipitación en superficie. El nivel de  $Z_{m\acute{a}x}$  desciende con una velocidad de 3,7 m/seg comparable con la observada (3m/seg). El nivel de  $q_{c \text{ m\acute{a}x}}$  indica un descenso alrededor de los 28 minutos.

A continuación se compara la evolución temporal de la convección obtenida a partir del presente modelo con la encontrada por Turpeinen (1985).

A partir de las Fig. 73, 74 y 75 es posible comparar los valores extremos de las distintas variables, cada 5 min., con las calculadas por Turpeinen (1985). Dado el intervalo de tiempo utilizado en los gráficos, que coincide con la resolución temporal de la información del ra-

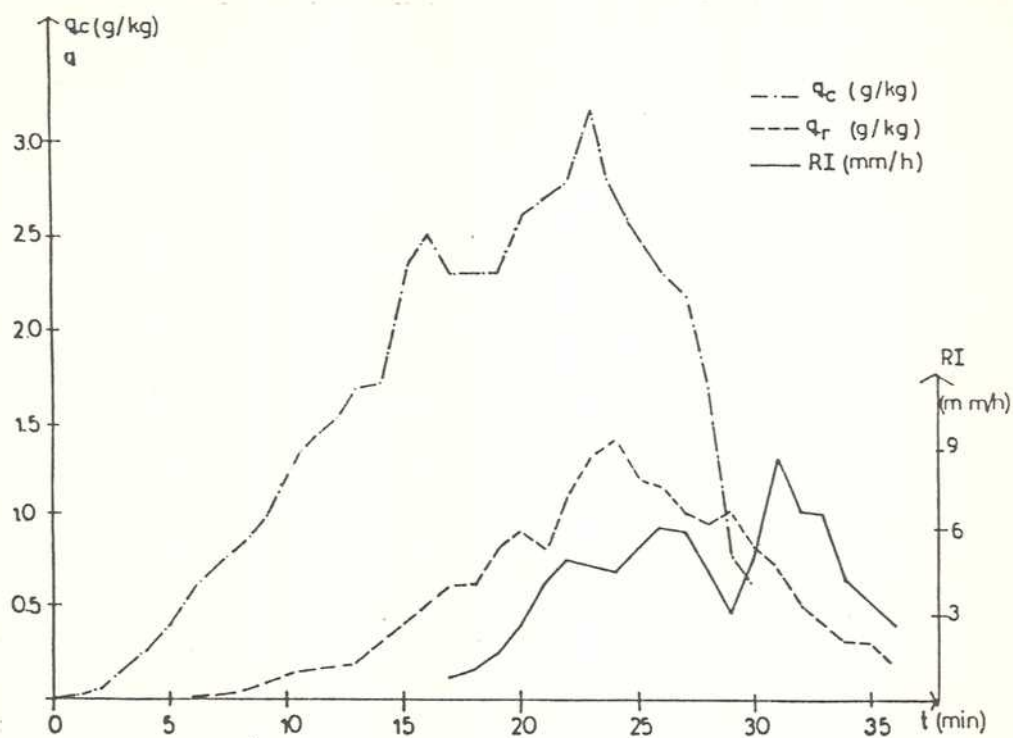


Fig. 71: Variación temporal de los valores máximos de  $q_c$ , de  $q_r$  y de la intensidad de precipitación máxima en superficie ( $RI_s$ ) (Exp.T7).

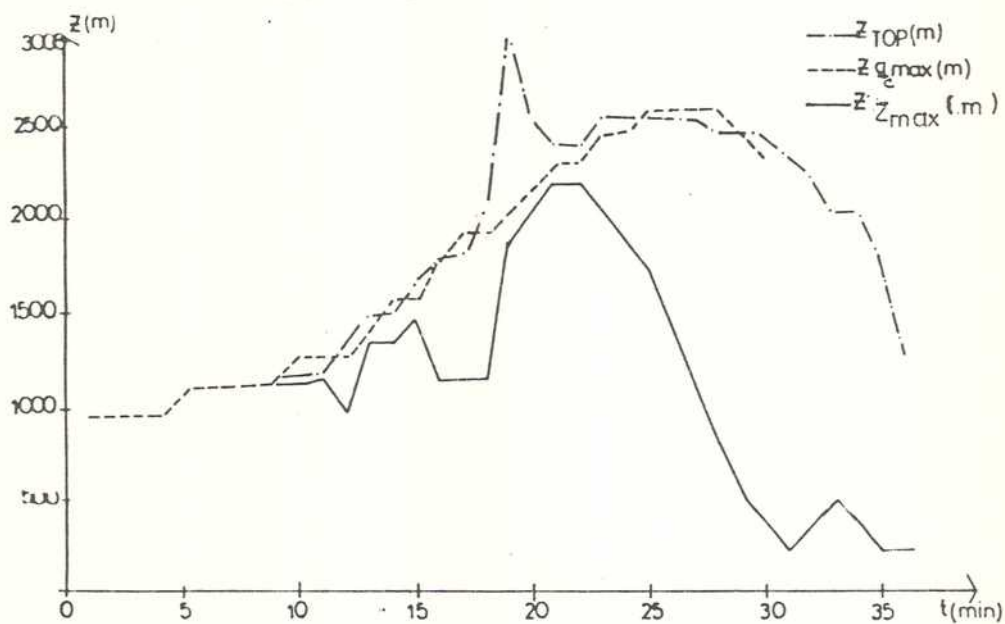


Fig. 72: Variación temporal de la altura del tope del eco ( $z_{top}$ ) de la altura de la reflectividad máxima ( $z_{zm\max}$ ) y de la altura del valor máximo de  $q_c$  ( $z_{q_{c\max}}$ ) (Exp. T7).

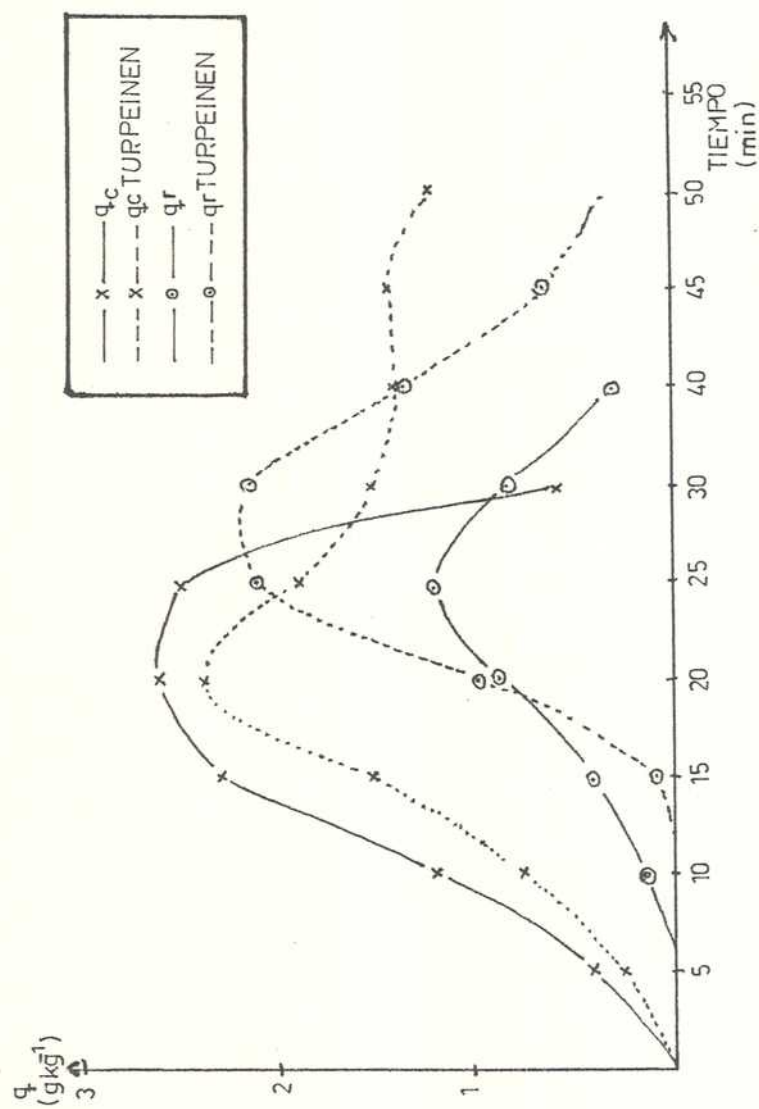


Fig. 73: Variación temporal de los máximos de  $q_c$  y de  $q_r$  obtenidos en el experimento T7 y los obtenidos por Turpeinen (1985). Se ha hecho coincidir el intervalo de tiempo de los valores numéricos con la resolución temporal de los valores observacionales (5 min.), linealizando la variación entre puntos.

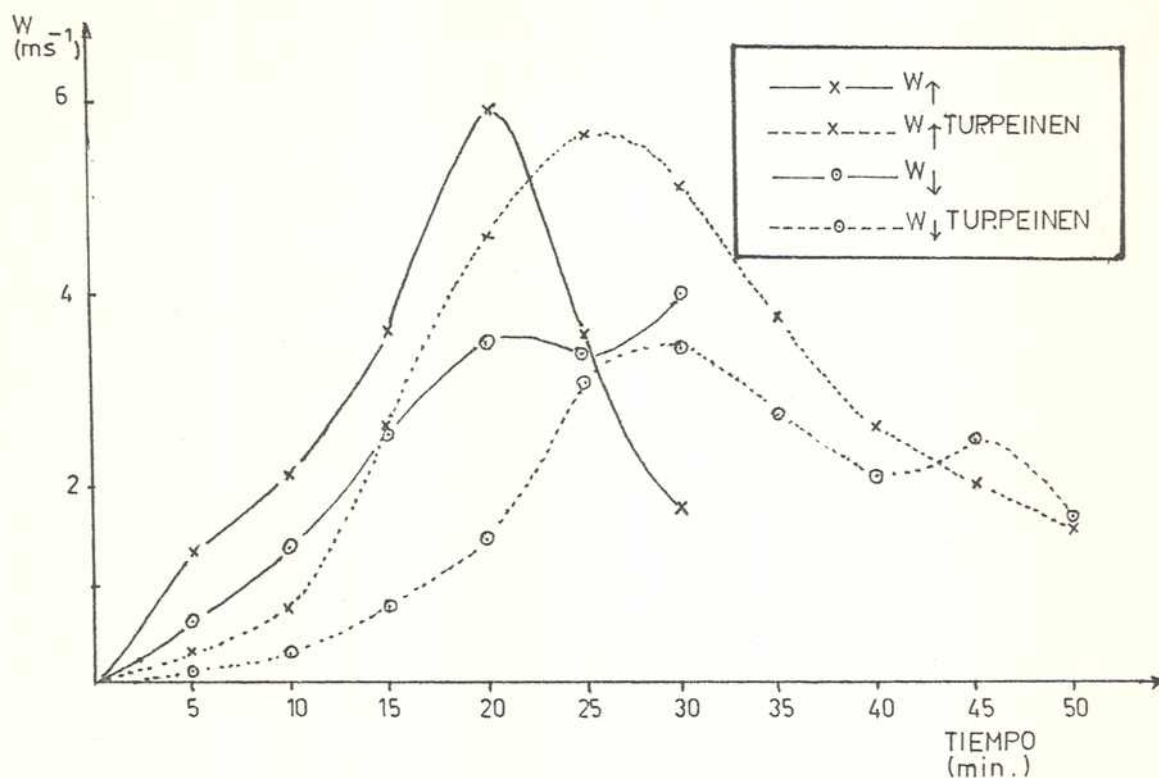


Fig. 74: Idem Fig. 73 pero para los valores de la velocidad en la corriente ascendente ( $w_{\uparrow}$ ) y en la descendente ( $w_{\downarrow}$ ).

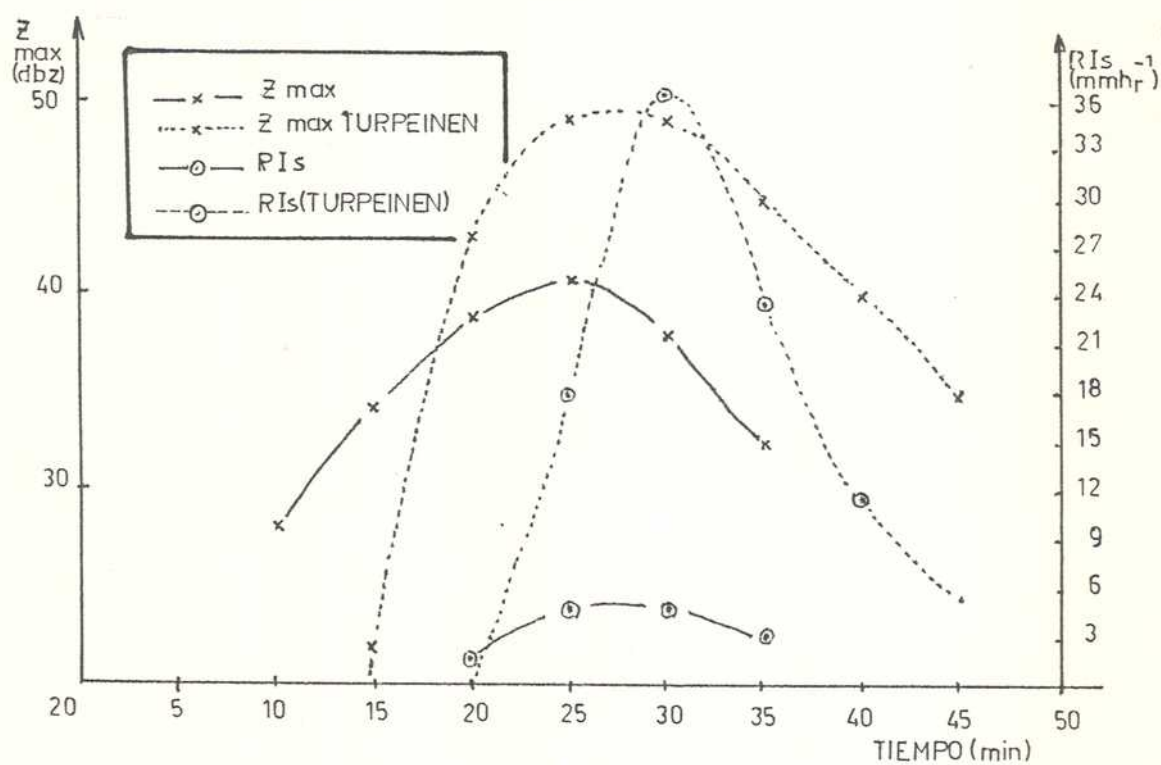


Fig. 75: Idem Fig. 73 pero para los valores de la reflectividad ( $Z_{\text{máx}}$ ) y de la intensidad de la precipitación en superficie ( $RI_s$ ).

dar, se han suavizado los máximos en las curvas respecto de los gráficos anteriores. La aparición de la categoría de agua precipitante, precede en el presente modelo a la obtenida por Turpeinen. Este resultado se explica porque el valor del umbral de conversión de agua de nube en agua precipitante, es menor respecto del utilizado por Turpeinen (quien utiliza  $k_2 \rho_{00} = 1 \text{ gr/m}^3$ ).

Las diferentes definiciones para la velocidad relativa  $V_T$  de caída media de las gotas y para la velocidad de una gota individual,  $V_D$  pueden explicar las diferencias que se presentan en la evolución de  $q_r$  (Fig. 73).

Las diferencias en  $q_c$  responden más al diferente tratamiento de la turbulencia. Turpeinen (1985), formula los procesos en escalas menores a la longitud del retículo de acuerdo a Deardorff (1972), con el coeficiente de viscosidad turbulenta variable, en forma proporcional a la velocidad de deformación y al empuje térmico. De esta manera, logra continuar la integración hasta aproximadamente 45 min, en que el máximo factor de reflectividad desciende a 22,9 dbz. Las diferencias pueden también explicarse por ser tridimensional el modelo empleado por Turpeinen (1985). En efecto, Cotton y Trípoli (1978), utilizan un tratamiento similar de la turbulencia al empleado por Turpeinen (1985), al simular la convección no profunda en dos y tres dimensiones. Encuentran en el caso bidimensional, una mayor habilidad para resistir los efectos adversos del arrastre horizontal, por carecer de una segunda dimensión en la horizontal. En cambio, en niveles más próximos a la base de la nube, la inclusión de aire más seco favorece la disipación. Este mecanismo es más eficiente en dos dimensiones, por ser más intensas las corrientes descendentes compensatorias. Este es un tema aún no resuelto, existiendo controversias respecto del origen del aire seco, que se incorpora a la nube en un dado nivel (Reuter, 1986).

En la Fig. 74, se observa que la velocidad de crecimiento de la convección (curva de W), es mayor que la correspondiente a los resultados de Turpeinen, aunque los valores extremos no difieren significativamente. Esto podría explicarse por la tendencia señalada por Turpeinen y Yau (1981) de un desarrollo inicial más lento, cuando es mayor el ancho del impulso inicial.

Los valores máximos de la velocidad en la descendente, resultan



excesivos, como consecuencia de la restricción del movimiento a un plano.

En la Fig. 75, se muestran las evoluciones temporales del factor  $Z_{\text{máx}}$  y de la intensidad de precipitación  $RI_{\text{sup.máx}}$ . Las diferencias en los valores de  $Z_{\text{máx}}$  reproducen el comportamiento ya analizado de la variable  $q_r$ . Los motivos que pueden explicar los valores elevados de  $Z_{\text{máx}}$ , respecto de los reales, pueden relacionarse con:

- La resolución del modelo más fina que la resolución de muestreo del radar ( $1,2 \text{ Km}^2$  en la dimensión horizontal).
- el tratamiento simplificado adaptado para la turbulencia.
- una forma de iniciación arbitraria de la convección.
- el uso de las mismas constantes que las utilizadas en la literatura para la parametrización de la microfísica de los procesos asociados a la lluvia caliente.

Bader y otros (1985), muestran con un modelo de convección asociada a "lluvia caliente", aplicándolo a la misma área del GATE, que la precipitación es muy sensible a la parametrización de los procesos de acreción del agua líquida en la nube.

En la Tabla 6 se resumen los valores extremos de algunas variables dinámicas y de humedad medidos y los resultantes de la experimentación numérica, a partir de distintos modelos, así como las respectivas dimensiones de la nube, tiempo de vida y desplazamiento medio de la misma.

El valor máximo calculado de  $3,0 \text{ Km}$  para el tope del eco y su estacionamiento en valores de alrededor de  $2,5 \text{ Km}$ , durante gran parte de la convección, lo ubican cerca de la moda de la distribución de frecuencias para toda la población.

En la Tabla 6, se han incluido las magnitudes obtenidas por Ou (1985), utilizando un modelo unidimensional, que integra ecuaciones de pronóstico para el vapor de agua y el agua líquida, en sus dos categorías. Las pruebas realizadas con este último modelo, indican que es muy sensible a los cambios en la parametrización del arrastre y las constantes asociadas a la precipitación. En la Tabla 6 figuran los rangos de los valores encontrados en los experimentos realizados por Ou (1985).

Tabla 6: Síntesis de valores de los parámetros principales obtenidos por tres modelos numéricos y los correspondientes datos experimentales.

\* $\Delta V$ : vector diferencia de vientos ambientales en el espesor de la nube; \*\*: no se dispone de información.

Parámetro	Datos observacionales	Modelo Tridimensional Turpeinen (1985)			Modelo Bidimensional Nicolini (1985)			Modelo Unidimensional Ou (1985)
		Valor	t (min)	Altura (Km)	Valor	t (min)	Altura (Km)	
Tope máximo del eco (Km)	2,0 a 3,0 t=5 a 10 min después de la aparición del eco	3,3	30	3,3	3,0	19	3,0	2,1 a 7,0
Dimensión horizontal de la nube (Km)	4,0 (valor típico) 10,0 (algunas nubes)	5,0	**	**	1,5	25	2,175	-
Tiempo de vida (min)	20-60	35	-	-	>30	-	-	28 a 60 (para alcanzar el tope)
Máximo $W_{-1}^{\uparrow}$ (m seg <sup>-1</sup> )	En z=0,9Km, $W_{-1}^{\uparrow \text{máx}} = 2,0$ Máximo absoluto: comparable con $\Delta V = 6,5$ .	5,7	25	2,1	5,9	20	2,0	-
Máximo $W_{-1}^{\uparrow}$ (m seg <sup>-1</sup> )	A los 0,9Km, $W_{-1}^{\uparrow \text{máx}} = 2,0$	3,4	30	3,0	4,6	29	2,40	-
$q_c$ máx	En z=1,1Km: 1,6 gr/m <sup>3</sup>	2,4gr/Kg	20	2,25	3,2	23	2,50	-
$q_r$ máx (grKg <sup>-1</sup> )	**	2,2	30	1,05	1,4	24	1,875	-
$Z_{\text{máx}}$ (dbz)	30,0 (Mediana) 87% ecos con $Z_{\text{máx}} < 40$	49,0	30	1,05	41,6	24	1,875	-
$RI_{\text{sup máx}}$ (mmhr <sup>-1</sup> )	2,0 (valor típico) 20,0 ( " máximo absoluto)	36,0	30	0,150	8,7	31	0,075	2,0 a 23,0
Desplazamiento	Variable	= 1m seg hacia el N			Tendencia a estacionarse inclinándose con la altura.			-

Comparando los valores de la Tabla 6, se encuentra que los modelos logran reproducir las propiedades dinámicas de las nubes en forma adecuada (especialmente el tope).

Sin embargo todos los modelos tienen dificultad en pronosticar los valores de intensidad máxima de la precipitación en superficie y la reflectividad máxima del eco. Contrariamente a lo esperado, el modelo tridimensional presenta mayor dificultad para predecir estos parámetros.

Los resultados son particularmente sensibles, en los tres modelos, a la parametrización de la microfísica y a las condiciones iniciales. Esta sensibilidad y la variabilidad de la atmósfera, especialmente en la capa subnubosa, que resulta imposible de representar a partir de un único radiosondeo, dificulta la verificación de los modelos numéricos.

El modelo bidimensional, sobreestima la velocidad máxima en la corriente descendente y presenta cierta dificultad para reproducir las dimensiones reales de la nube. Esto último resulta del efecto combinado de haber utilizado por una parte un impulso inicial de extensión horizontal reducida y por otro, un tratamiento turbulento simplificado.

## CAPITULO IV

### INFLUENCIA DE LA CORTANTE VERTICAL DEL VIENTO EN LA CONVECCION BIDIMENSIONAL NO PROFUNDA,

#### INTRODUCCION.

En el capítulo I se han analizado los resultados de la teoría lineal de la convección seca y algunos resultados referidos a convección húmeda, relativos a la influencia del factor cortante vertical del viento, en la convección no profunda en rollos transversales.

En los capítulos siguientes se ha desarrollado y evaluado un modelo no-lineal bidimensional, de convección no profunda. Los resultados de la confrontación de las características de la convección simulada, con los datos observacionales disponibles, permiten confiar en el uso del modelo con fines de investigación, al menos en la etapa de desarrollo de la convección.

En el presente capítulo, utilizando este modelo convectivo y suponiendo una atmósfera ideal de referencia saturada, se propone, en un rango de escalas de movimiento que abarca los 200 a 6000 metros, responder a los siguientes interrogantes:

- 1.- ¿Cómo incide la magnitud de la cortante en la etapa de iniciación de la convección y en la formación de la nube Cu?.
- 2.- ¿Es posible inferir una dependencia entre el factor cortante y la evolución de la convección a partir de la evolución temporal del signo y magnitud de las conversiones de las distintas formas de energía?.
- 3.- ¿Es posible afirmar que un flujo básico con perfil vertical curvo ejerce un efecto menos inhibitorio en la convección húmeda que la que ejerce un perfil lineal?.

La influencia del factor cortante vertical del viento en la convección no profunda, con las condiciones ambientales prefijadas y con las suposiciones implícitas en el modelo convectivo desarrollado, se estudia desde dos puntos de vista que se complementan. Por un lado se analizan y comparan los campos espaciales de las distintas variables dinámicas, termodinámicas y de humedad y su evolución en el tiempo, tal como se hizo en el Capítulo III. Por otro lado, se analizan y comparan en los distintos experimentos numéricos, los términos de generación, conversión y disipación de las distintas formas de energía, consistentes con el sistema de ecuaciones utilizado.

#### 4.1 DESCRIPCION DE LAS CARACTERISTICAS DE LOS EXPERIMENTOS REALIZADOS.

El sistema de ecuaciones que se utiliza en los experimentos que se describen en el presente capítulo es el representado por las ecuaciones (2.84) y (2.94) a (2.96). Las variables de pronóstico son entonces  $\eta$ ,  $\phi$  y  $q$ . La determinación de las variables  $\theta$ ,  $q_v$  y  $q_l$  se realiza indirectamente, de acuerdo a las relaciones (2.98) a (2.102).

Dado que la atmósfera en estos experimentos se encuentra inicialmente en movimiento, se utiliza un esquema de malla desfasada tal como se ha explicado en el párrafo 2.4.3 y se ha representado en la Fig. 6.

Las variables  $\Psi$ ,  $u$  y  $W$  se obtienen a partir de las ecuaciones (2.126) a (2.128). Al utilizar las mismas condiciones en los bordes

inferior y superior del recinto, que las utilizadas en el apartado 3.2 no es necesario incorporar la ecuación (2.129) al sistema de ecuaciones cumpliéndose entonces:

$$\langle u \rangle = \langle u_o \rangle \quad (4.1)$$

En los modelos numéricos convectivos, resulta conveniente y es usual (Yoshizaki, 1978; Klemp y Wilhemson, 1978b) restar un vector velocidad constante del campo de viento, de tal forma de mantener la nube lo más posible alejada de los bordes laterales del dominio de integración, durante el tiempo de vida de la misma. Esto no modifica la dinámica de la simulación, mientras las ecuaciones de movimiento sean invariantes a traslaciones con velocidades constantes o a rotaciones, lo cual se cumple en el presente modelo en el cual se desprecia el efecto de rotación terrestre y la fricción en superficie, debido a las condiciones de contorno elegidas. En los experimentos de evaluación del modelo, en 3.2. no se ha considerado necesario sustraer una velocidad constante del perfil de vientos, porque la nube se mantiene prácticamente estacionaria en el centro del recinto de integración. Sin embargo, Lipps (1977) demuestra experimentalmente que la sustracción del flujo medio inicial  $\langle u_o \rangle$ , logra reducir notablemente los pequeños valores negativos en la relación de mezcla del agua líquida que se obtienen por errores de truncado en los bordes de la nube. Este problema ha sido ya mencionado en 3.2.3., en relación con la dificultad en definir un tiempo de vida de la nube resultante, en el experimento T7.

Se ha considerado conveniente entonces, restar el flujo medio inicial  $\langle u_o \rangle$  del flujo básico en cada experimento numérico. De esta manera, el flujo relativo resultante  $u_{OR} = u_o - \langle u_o \rangle$  cumple:

$$\langle u_{OR} \rangle = 0 \quad (4.2)$$

y en las ecuaciones (2.94) a (2.96) sólo es necesario reemplazar  $\Psi_T$  por  $\Psi$ .

Las igualdades (4.1) y (4.2) permiten reducir la ecuación (2.126) a:



$$u = \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (4.3)$$

La expresión utilizada para  $e_s(T_o)$  es la misma que la utilizada por Lipps (1977):

$$e_s(T_o) = e_{sso} \exp \left[ \frac{L_v}{R_v} \frac{(T_o - T_{oo})}{T_o} \right] \quad (4.4)$$

donde  $e_{sso} = 14,017$  mb es el valor de la tensión de saturación correspondiente a la temperatura  $T_{oo}$ .

Los valores asignados a los coeficientes supuestos constantes y a las constantes que se incluyen en las ecuaciones, son los dados en el párrafo 3.1.1. mientras que  $L_x = 6$  Km,  $L_z = 3$  Km,  $K_M = 40 \text{ m}^2 \text{seg}^{-1}$ ,  $\theta_{oo} = 288,15^\circ \text{ K}$ ,  $p_{oo} = 1000$  mb,  $T_{oo} = 285,15^\circ \text{ K}$  y  $\Delta t = 4$  segundos.

Las condiciones en los bordes laterales se consideran periódicas y cumplen las relaciones (2.140) mientras que las condiciones en los bordes horizontales cumplen (2.141).

El sistema de ecuaciones se expresa en diferencias finitas de acuerdo a (2.133) y (2.137).

Se inicia la convección con una perturbación en la temperatura potencial  $\theta^*$ , función de  $x$  y de  $z$  ya especificada en (3.10) con  $x_o = 3000$  m,  $x_M = 320$  m,  $\Delta z = 600$  m,  $\Delta = 100$  m y  $\theta_o^* = 1^\circ$ .

Los factores que describen las características del perfil vertical del viento en cada experimento, y que se consideran de interés en cuanto a la influencia del mismo en la convección son: la forma del perfil, el viento medio  $\langle u_o \rangle$  en la capa convectiva, el valor del viento máximo  $u_{o \text{ máx}}$  y su ubicación en dicha capa, la cortante vertical en capas bajas y la cortante vertical media en la mitad inferior de la capa convectiva. Esta última cortante se obtiene a partir de:

$$[\eta_o]_{L_z/2} = \frac{1}{L_z/2} \int_0^{L_z/2} \partial u_o / \partial z \, dz \quad (4.5)$$

Por lo tanto, los experimentos numéricos realizados, se agrupan con fines de comparación, en alguna de las siguientes alternativas:

- i) atmósfera de referencia en reposo.
- ii) perfiles lineales que difieren en el valor de la cortante  $\eta_0 = \frac{\partial u_0}{\partial z}$ .
- iii) diferentes perfiles con igual velocidad media  $\langle u_0 \rangle$  en la capa de aire.
- iv) perfiles tipo chorro con igual valor de  $\langle u_0 \rangle$  pero diferente ubicación del viento máximo en la capa de aire.
- v) diferentes perfiles con igual valor de  $[\eta_0]_{L_z/2}$

Los perfiles verticales del viento utilizados corresponden al lineal, parabólico y tipo chorro simétrico y asimétrico respecto a  $z = L_z/2$  respectivamente. Las expresiones correspondientes a  $u_0(z)$ ,  $\langle u_0 \rangle$ ,  $\Psi_0(z)$  y  $\eta_0(z)$  para cada una de estas formas de perfil, se presentan en la Tabla 7 y han sido dibujadas en la Fig. 76.

En la Tabla 8 se especifican las características de los perfiles del viento utilizados en los distintos experimentos.

#### 4.2. ANALISIS DE LOS EXPERIMENTOS.

##### 4.2.1. Análisis de los campos dinámicos, termodinámicos y de la sustancia agua líquida.

Se han realizado algunos experimentos previos al denominado R con el fin de determinar una dimensión horizontal del recinto tal que posibilitara para la mayoría de los experimentos, que la nube que se forma no interseque los límites laterales, durante su etapa de mayor desarrollo. De ocurrir esto último, las perturbaciones que ya han alcanzado valores importantes a sotavento, reingresan a barlovento, debido a las condiciones periódicas en los bordes laterales. Este comportamiento no es real en la atmósfera. Se encuentra que 6 Km es una longitud adecuada para los fines propuestos, si bien no es la óptima, dado que por ejemplo para convección seca Lipps (1971) señala que la cortante aumenta la distancia horizontal entre perturbaciones (ver Tabla 1).

Tabla 7: Variables dinámicas de la atmósfera de referencia.

Perfil	$\mu_0(z)$	$\langle \mu_0 \rangle$	$\psi_0(z)$	$\eta_0(z)$
Lineal	$\mu_M (z - \Delta/2) / L_z^1 (*)$	$\mu_M/2$	$\mu_M (z^2 - L_z z) / 2 L_z$	$\mu_M / L_z^1$
Parabólico	$\mu_{0max}' \left\{ 1 - \left[ \frac{2(z - \Delta/2)}{L_z^1} - 1 \right]^2 \right\}$	$\frac{2}{3} \mu_{0max}'$	$-\frac{4}{L_z^2} \mu_{0max}' \left\{ \frac{1}{3} z^3 - \frac{1}{2} z^2 + \frac{L_z z}{6} \right\}$	$-\frac{4}{L_z^2} \mu_{0max}' \left( \frac{2z}{L_z^1} - 1 \right)$
Chorro simétrico	$\mu_{0max}' \left\{ 1 - \left[ \frac{2(z - \Delta/2)}{L_z^1} - 1 \right]^2 \right\}^2$	$\frac{8}{15} \mu_{0max}'$	$\frac{16}{L_z^2} \mu_{0max}' \left\{ \frac{1}{5!} z^5 - \frac{1}{2!} z^4 + \frac{1}{3} z^3 - \frac{L_z z}{30} \right\}$	$\frac{16}{L_z^2} \mu_{0max}' \left( \frac{4z^3}{L_z^1} - \frac{6z^2}{L_z^1} + 2z \right)$
Chorro asimétrico	$\mu_{0max}' \left\{ 1 - \left[ \frac{2(z - \Delta/2)}{L_z^1/2} - 1 \right]^2 \right\}$ para $\Delta/2 \leq z \leq L_z/4$	$\frac{8}{15} \mu_{0max}'$	$\frac{64}{L_z^2} \mu_{0max}' \left\{ \frac{4}{5!} z^5 - \frac{1}{2!} z^4 + \frac{1}{3} z^3 - 120 \frac{L_z z}{2} \right\}$ para $0 \leq z \leq L_z/4$	$\frac{128}{L_z^2} \mu_{0max}' \left( \frac{8z^3}{L_z^1} - \frac{6z^2}{L_z^1} + 2z \right)$ para $0 \leq z \leq L_z/4$
	$\mu_{0max}' \left\{ 1 - \left[ \frac{2(z - \Delta/2) + \frac{1}{2} L_z^1}{3/2 L_z^1} - 1 \right]^2 \right\}^2$ para $z \leq L_z - \Delta/2$		$\frac{64}{9} \frac{\mu_{0max}'}{L_z^2} \left\{ \frac{4}{45!} \left( z + \frac{L_z^1}{2} \right)^5 - \frac{1}{3!} \left( z + \frac{L_z^1}{2} \right)^4 + \frac{1}{3} \left( z + \frac{L_z^1}{2} \right)^3 - \frac{3}{40} \frac{L_z z}{2} \right\}$ para $L_z/4 \leq z \leq L_z$	$\frac{128}{9} \frac{\mu_{0max}'}{L_z^2} \left\{ \frac{8}{8!} \left( z + \frac{1}{2} L_z^1 \right)^3 - \frac{2}{L_z^1} \left( z + \frac{1}{2} L_z^1 \right)^2 + \left( z + \frac{1}{2} L_z^1 \right) \right\}$ para $L_z/4 \leq z \leq L_z$
	$(*) \quad L_z^1 = L_z - \Delta$			

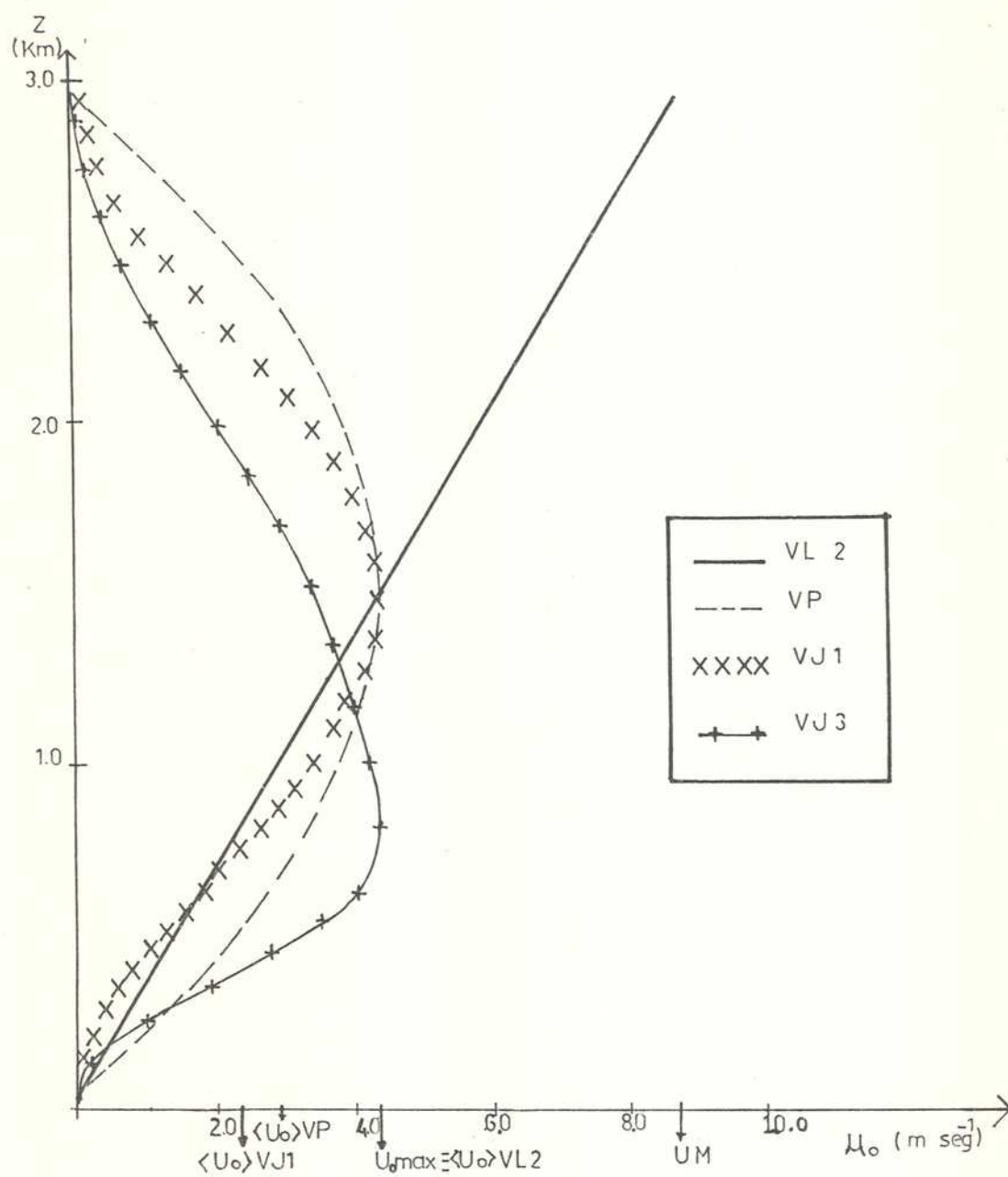


Fig. 76: Distintos perfiles verticales del viento  $u_o(z)$  utilizados en los experimentos numéricos.

Tabla 8: Características de los perfiles verticales del viento utilizados en los experimentos numéricos.

Experimento	Perfil inicial	$u_{\text{máx}}$ (m seg <sup>-1</sup> )	$\langle u \rangle_o$ (m seg <sup>-1</sup> )	$\eta_o$ en 800m (10 <sup>-3</sup> seg <sup>-1</sup> )	$\langle \eta \rangle_o$ (10 <sup>-3</sup> seg <sup>-1</sup> )	$[\eta_o]_{L_z/2}$ (10 <sup>-3</sup> seg <sup>-1</sup> )	$[\eta_o]_{L_z/4}$ (10 <sup>-3</sup> seg <sup>-1</sup> )
R	reposo	0	0	0	0	0	0
VL1	lineal	4,64	2,32	1,6	1,6	1,60	1,6
VL2	lineal	8,70	4,35	3,0	3,0	3,0	3,0
VL3	lineal	11,60	5,80	4,0	4,0	4,0	4,0
VL4	lineal	14,50	7,25	5,0	5,0	5,0	5,0
VJ1	tipo chorro simétrico	4,35	2,32	4,2	0	3,0	3,37
VJ2	"	8,16	4,35	7,9	0	5,62	6,32
VJ3	tipo chorro asimétrico	4,35	2,32	0	0	2,37	6,0
VP	parabólico	4,35	2,9	3,1	0	3,0	4,5

i) Experimento con atmósfera inicialmente en reposo.

El experimento R con atmósfera inicial en reposo se utiliza como referencia para los otros experimentos.

En las Fig. 77 a 84 se presenta la evolución de la estructura de la convección desde los 10 hasta los 25 minutos de integración, a partir de los campos de  $\theta^*$ ,  $W$ ,  $\Psi^*$  y  $q_\ell$  cada 5 minutos. El comportamiento es similar al analizado previamente en el Capítulo III en los experimentos con atmósfera de referencia en reposo y saturada. Se encuentra sin embargo una reactivación a partir de los 20 minutos cuando la convección está decayendo (Fig. 81), respecto de su culminación a los 15 min. (Fig. 79 y 80). Este resultado no se presenta con recintos de integración más angostos y posiblemente responde a un efecto del borde superior, dado que la nube a partir de los 16 min. interfiere con dicho borde. A los 25 minutos se han formado otras ascendentes a los costados del tronco columnar inicial. Este se ha estrechado notablemente y lo bordean dos corrientes descendentes simétricas. A los 25 min. las líneas de corriente (Fig. 84), indican la presencia de una circulación opuesta a la inicial, en la mitad inferior del recinto, similar a la observada en el experimento E3.

ii) Experimentos comparativos con perfiles lineales que difieren en el valor de la cortante  $\eta_0$ .

El valor de la cortante vertical aumenta en los experimentos VL1, VL2, VL3 y VL4 desde  $1,6 \times 10^{-3} \text{seg}^{-1}$  hasta  $5 \times 10^{-3} \text{seg}^{-1}$ , como indica la Tabla 8.

En las Fig. 85 a 92 se presentan los campos de las variables  $\theta^*$  superpuesto a  $W$  y  $\Psi^*$  superpuesto a  $q_\ell$ , en el mismo intervalo de tiempo de análisis utilizado para el experimento R.

En el ciclo de vida de la convección se reconocen dos etapas, a partir de la finalización de la etapa organizativa: la primera es una etapa activa en la que tiene lugar la intensificación de la convección y la segunda cuando la convección decae. Resulta evidente, si se comparan las Fig. 85 a 92 con las Fig. 77 a 84 que el desarrollo es más rápido y más intenso en ausencia de un flujo inicial. Mientras que en el experimento R los máximos absolutos se encuentran alrededor de los



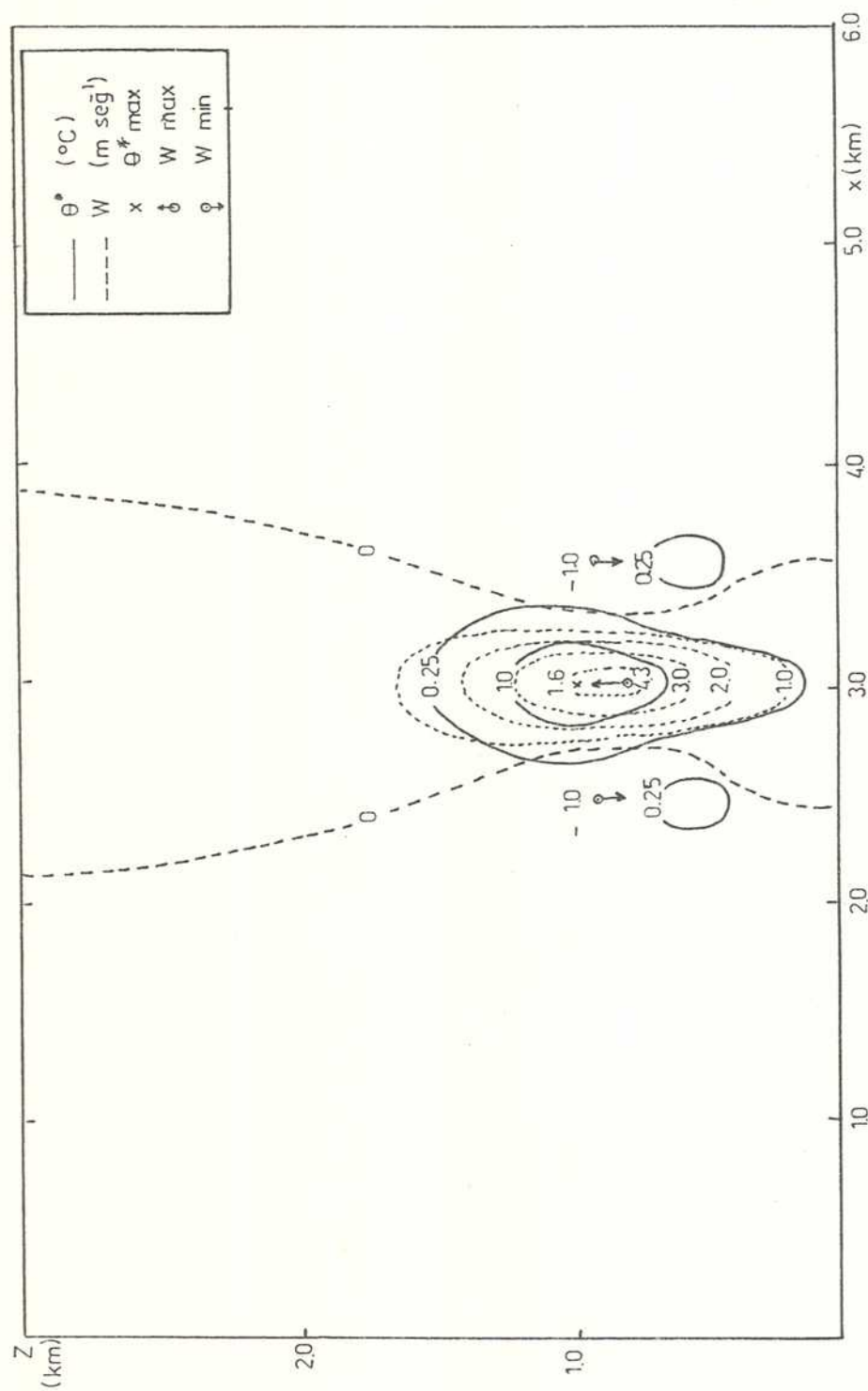


Fig. 77: Campos de la perturbación de la temperatura potencial ( $\theta^*$ ) y de la velocidad vertical ( $W$ ) al cabo de 10 min. de evolución (Exp. R).

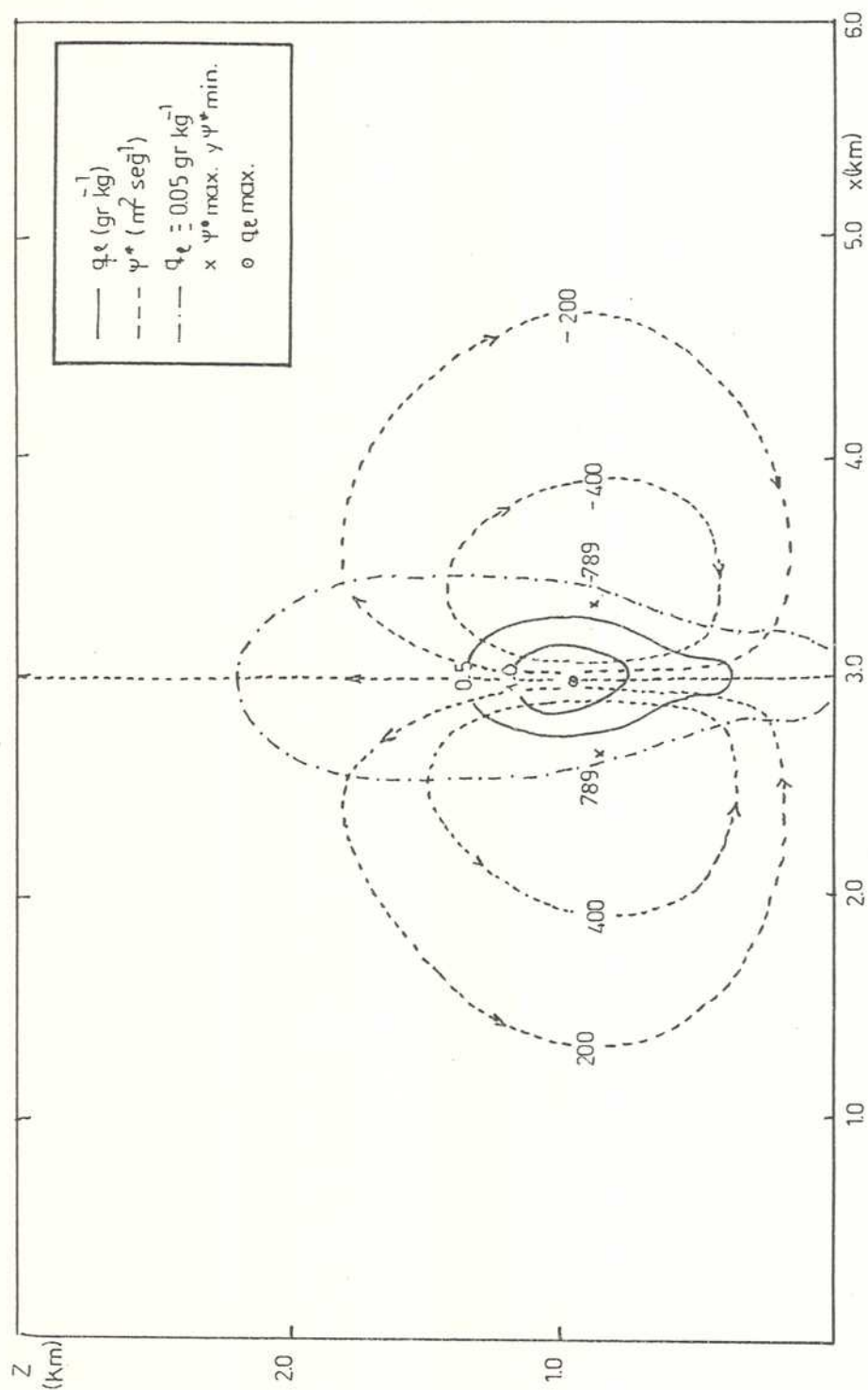


Fig. 78: Campos de la relación de mezcla de agua líquida ( $q_e$ ) y de la función corriente ( $\psi$ ) al cabo de 10 min. de evolución (Exp. R).

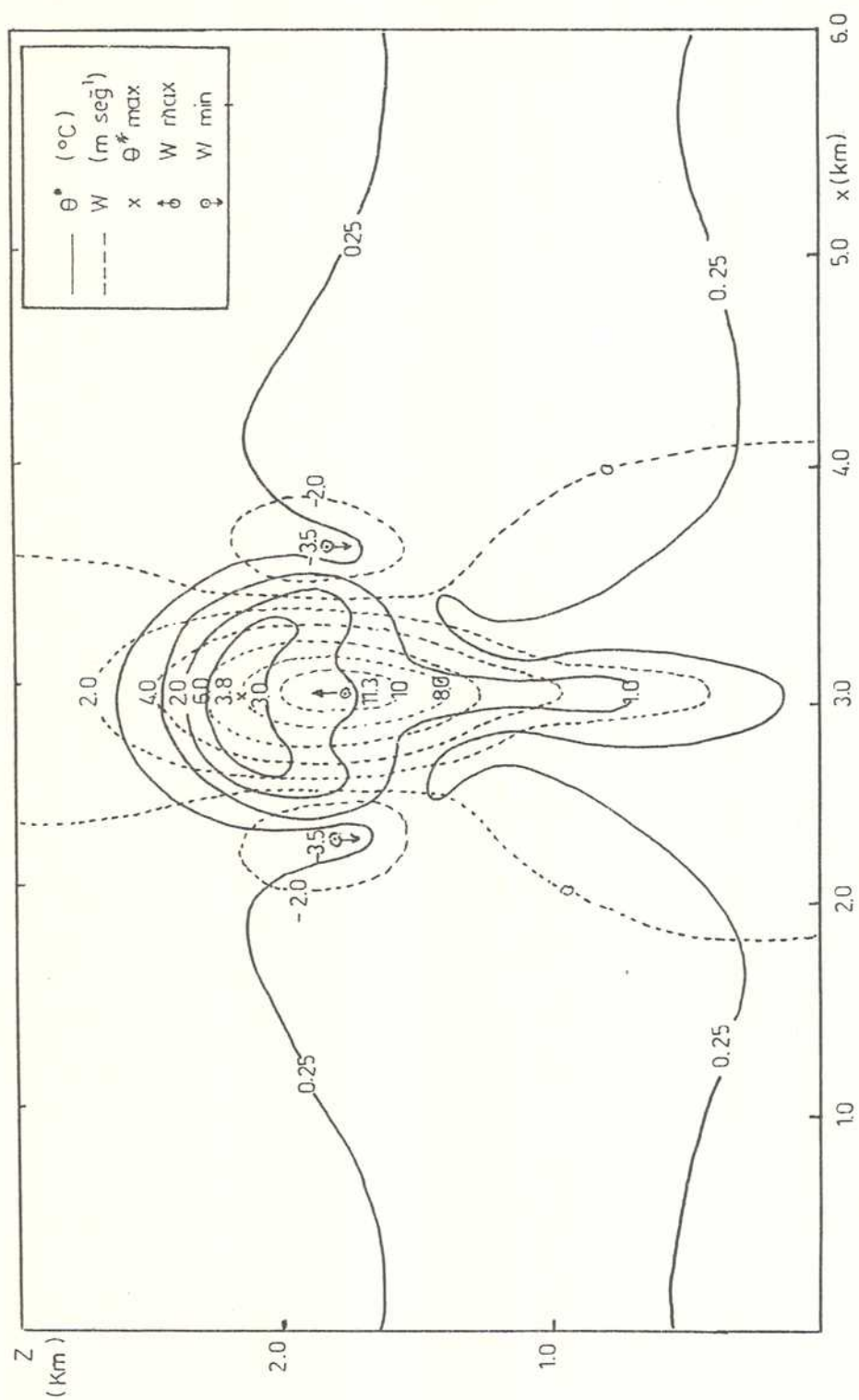


Fig. 79: Idem Fig. 77 pero al cabo de 15 min. de integración.

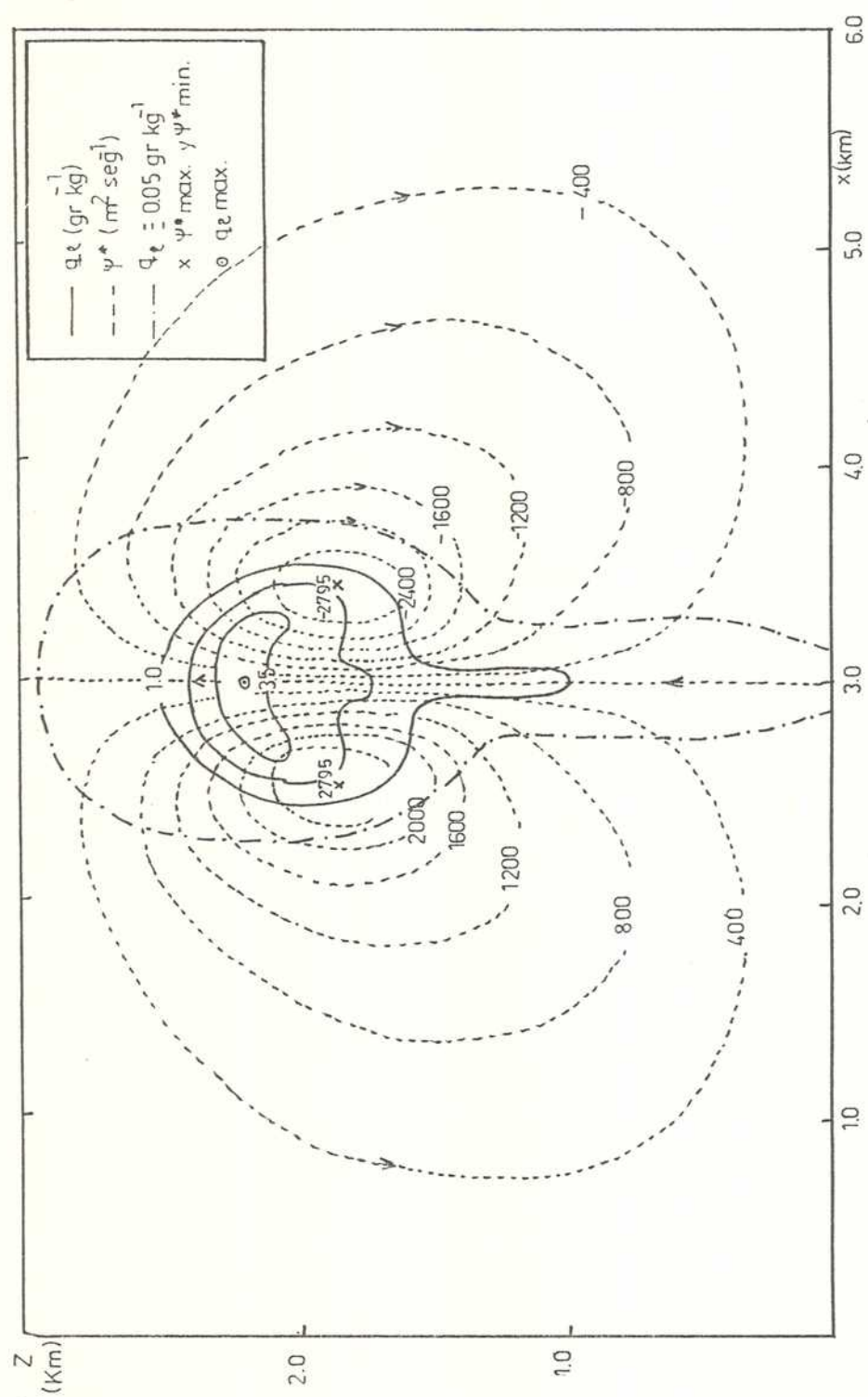


Fig. 80: Idem Fig. 78 pero al cabo de 15 min. de integración.

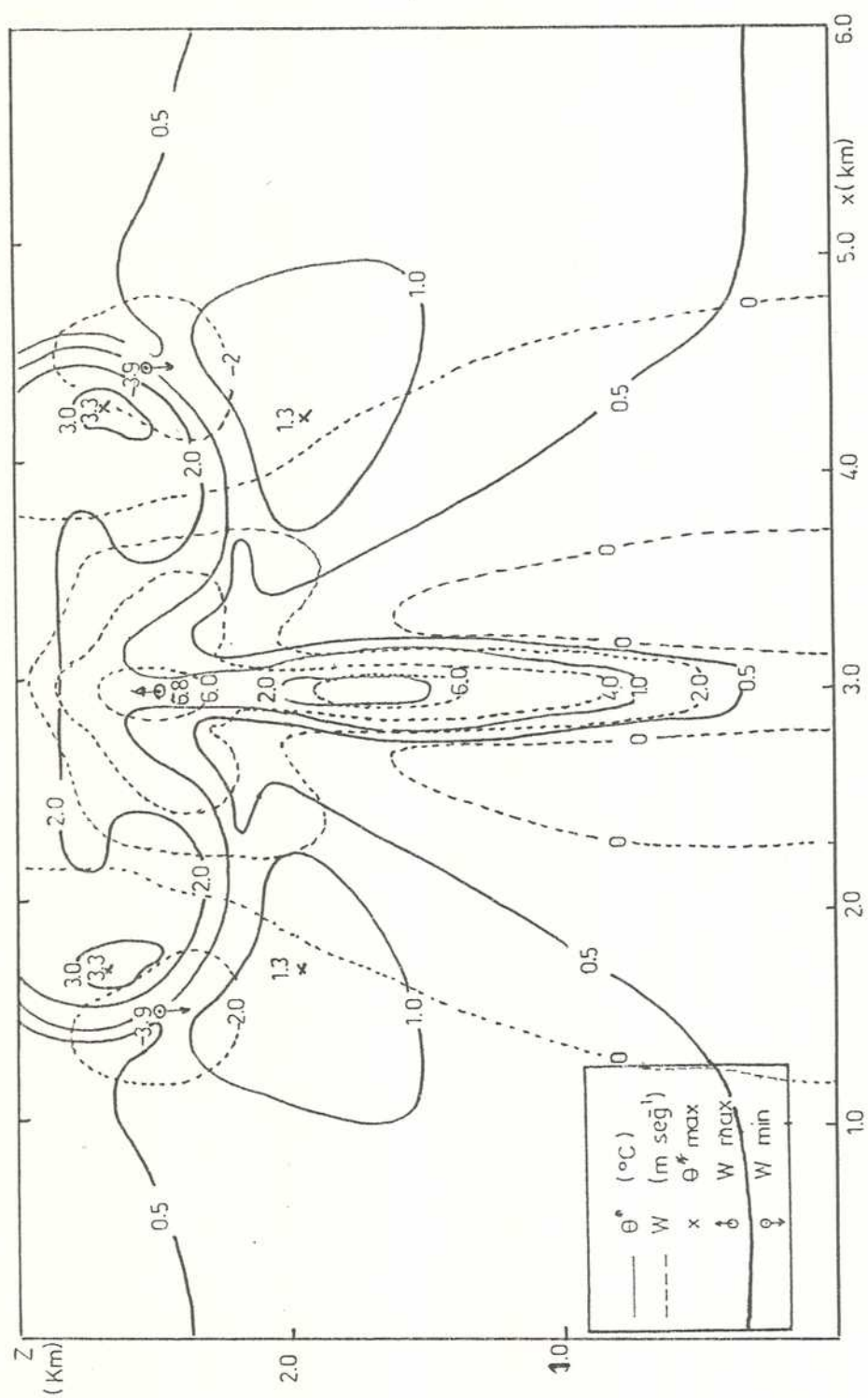


Fig. 81: Idem Fig. 77 pero al cabo de 20 min. de evolución.

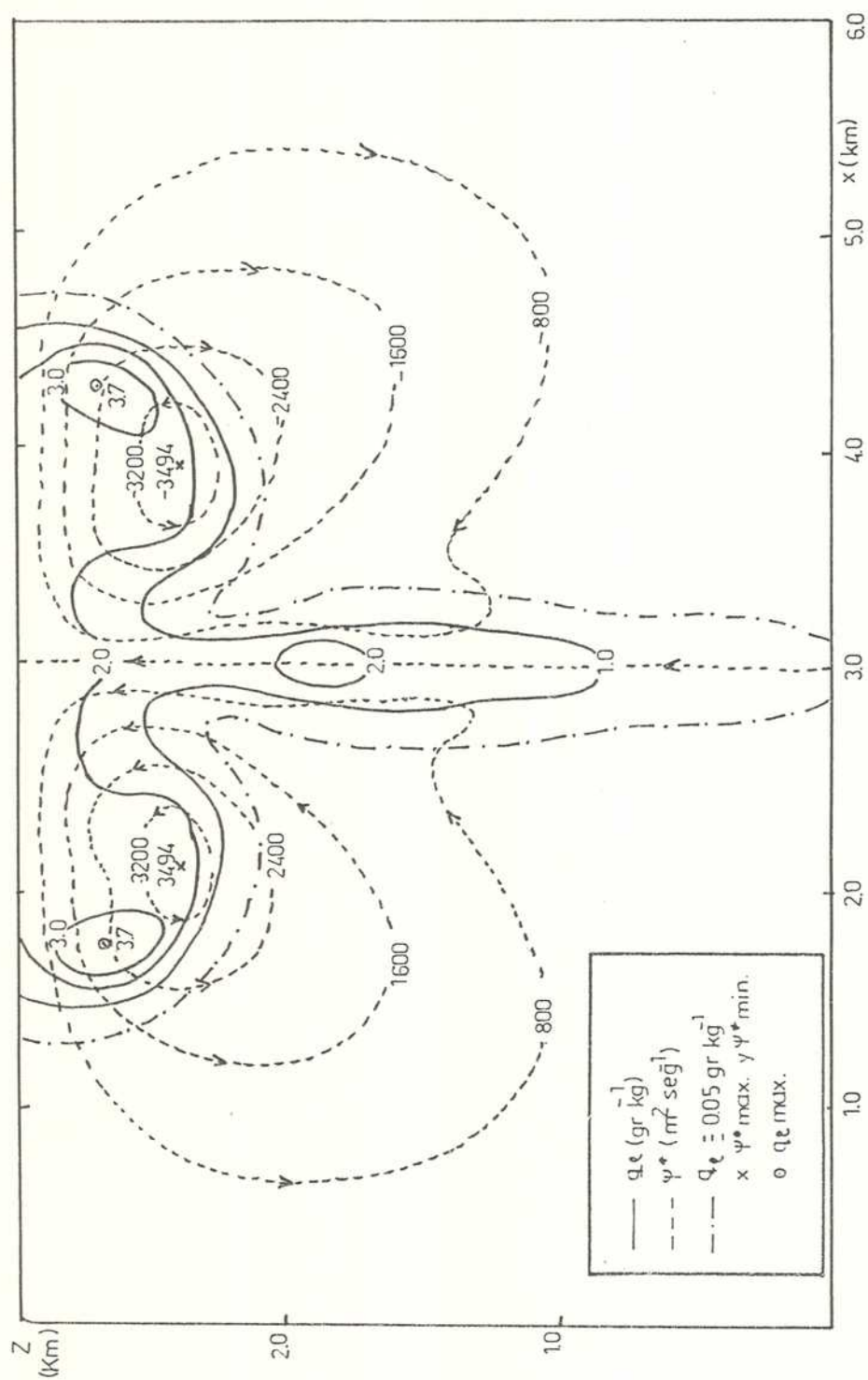


Fig. 82: Idem Fig. 78 pero al cabo de 20 min. de evolución.



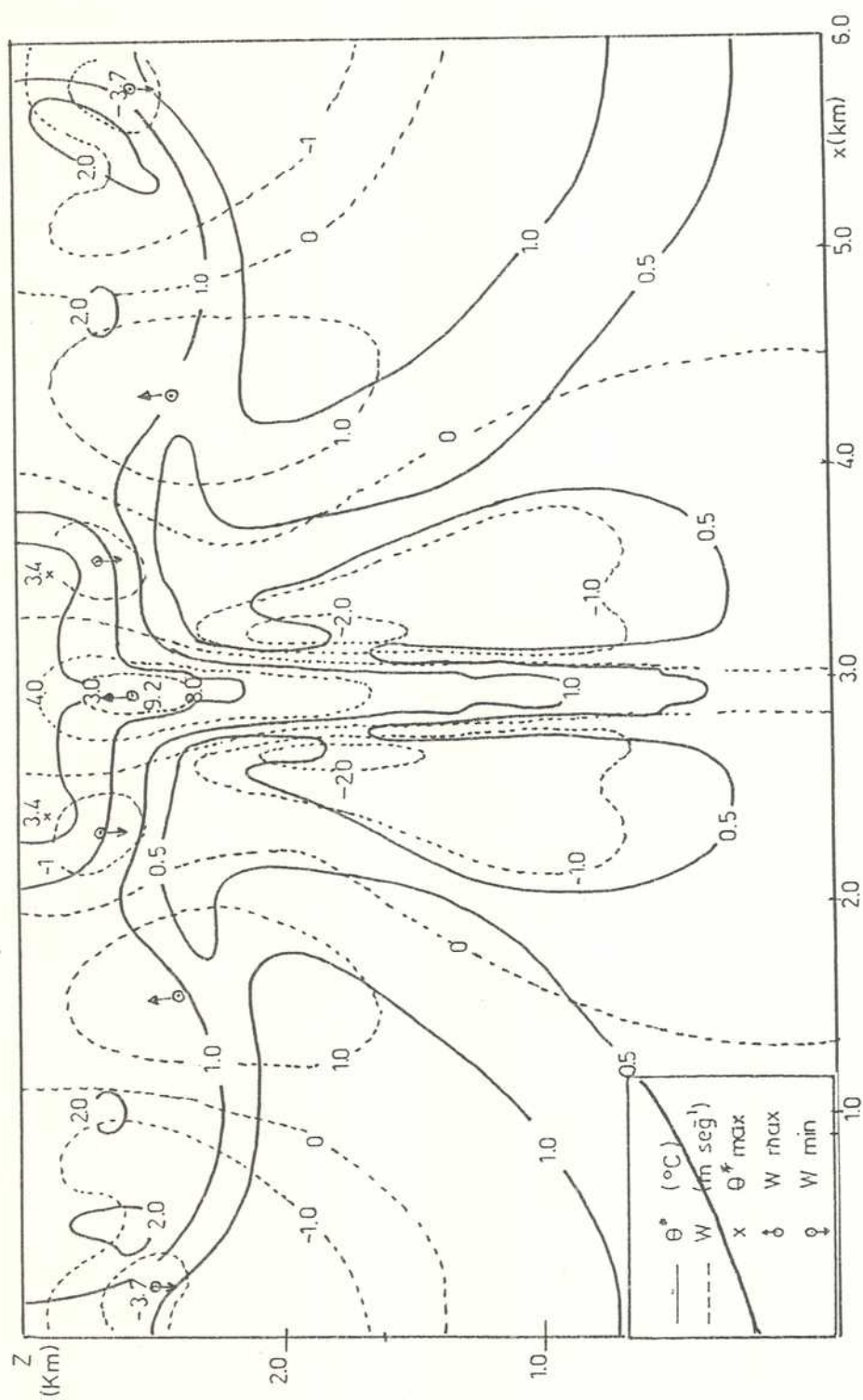


Fig. 83: Idem Fig. 77 pero al cabo de 25 min. de evolución.

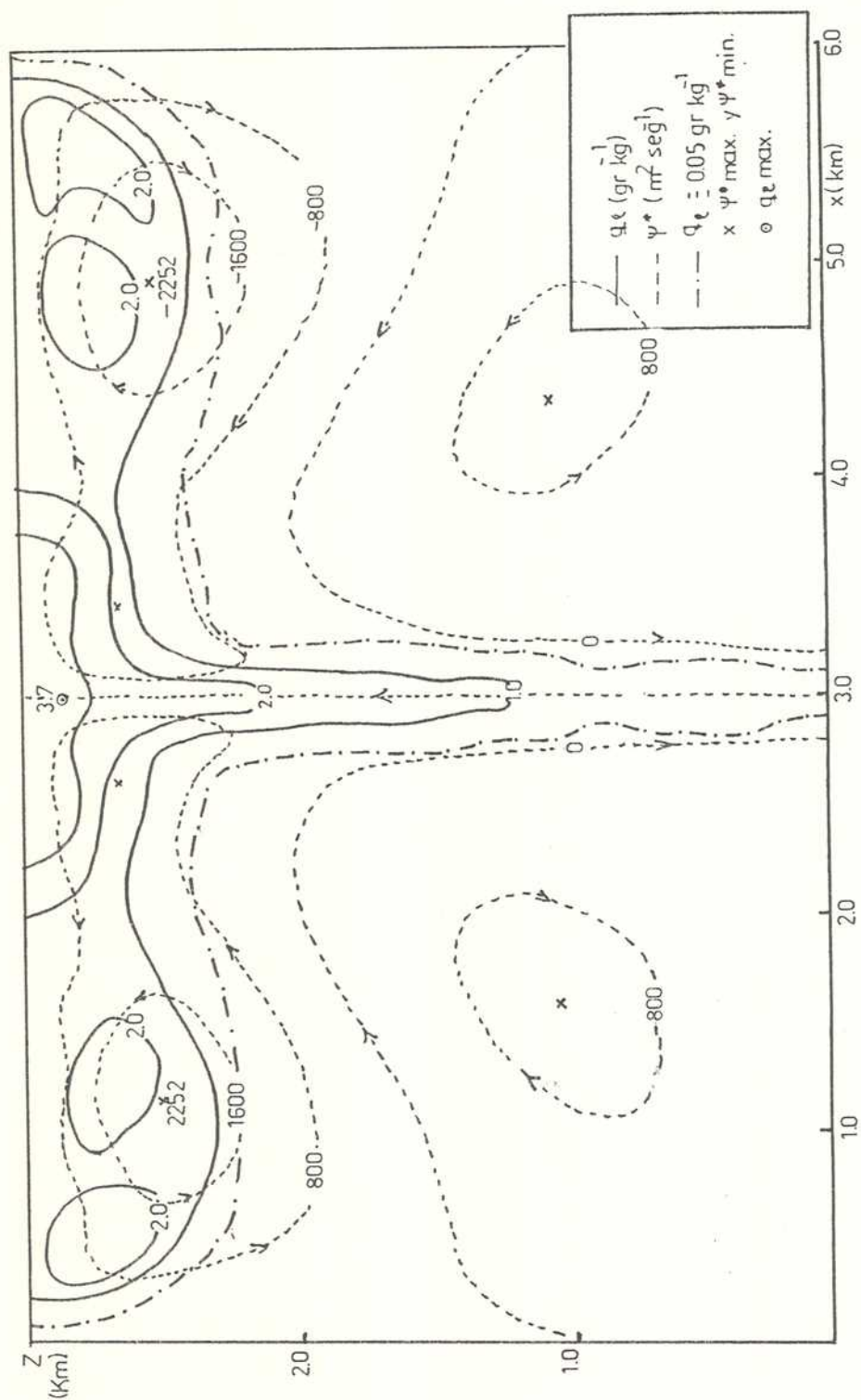


Fig. 84: Idem Fig. 78 pero al cabo de 25 min. de evolución.

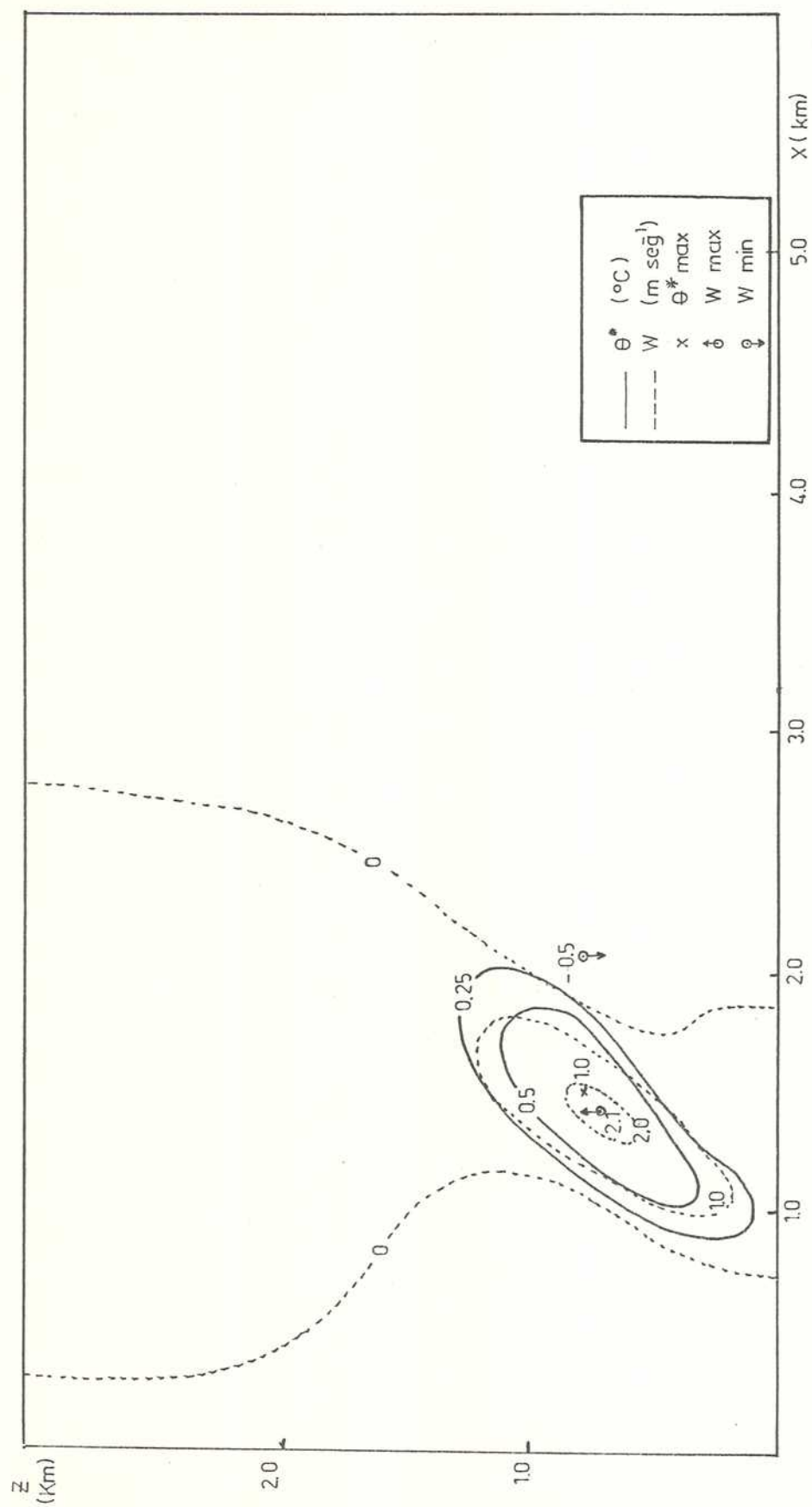


Fig. 85: Campos de la perturbación de la temperatura potencial ( $\theta^*$ ) y de la velocidad vertical ( $W$ ) al cabo de 10 min. de evolución (Exp. VL2).

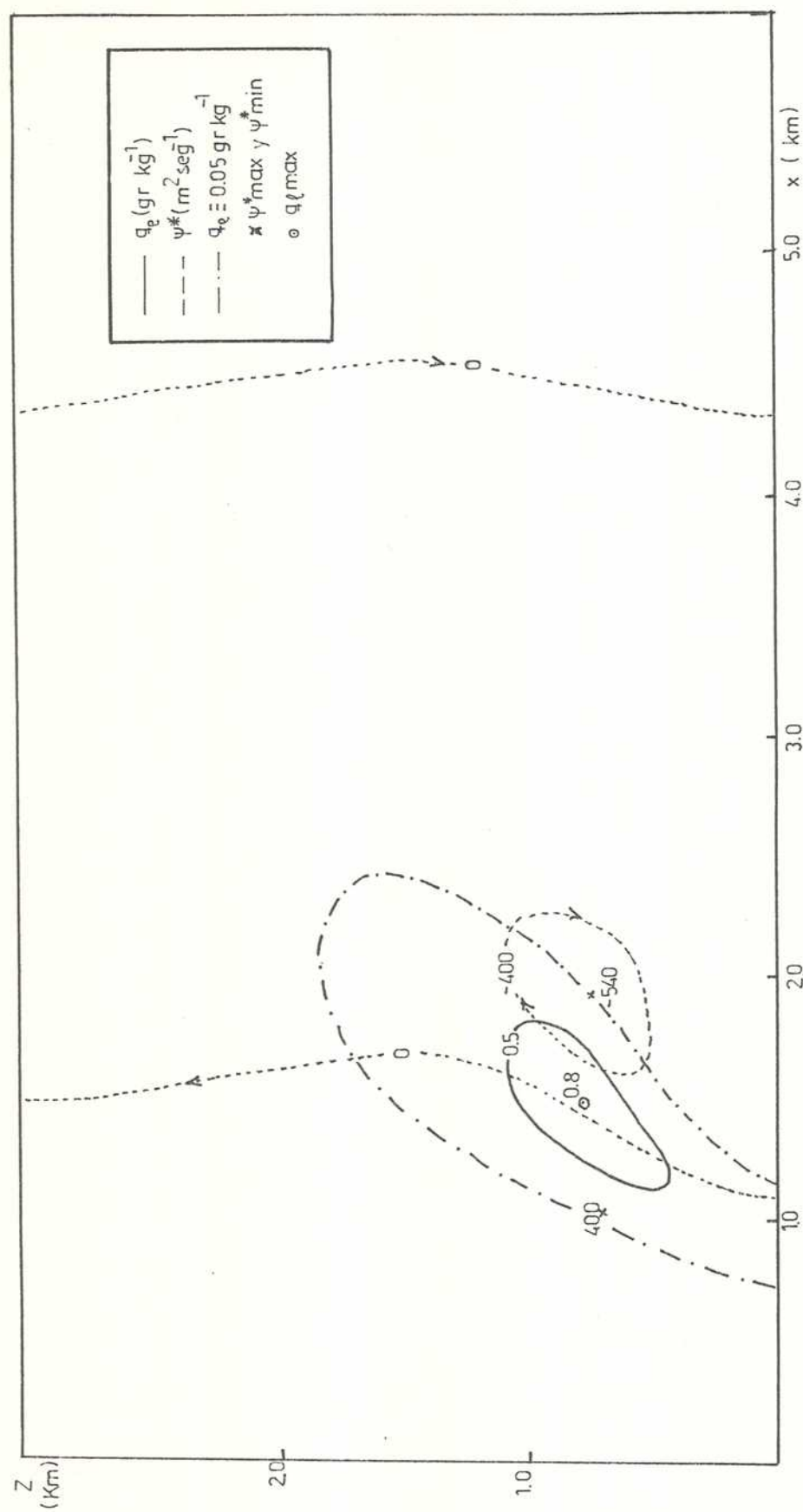


Fig. 86: Campos de la relación de mezcla del agua líquida ( $q_l$ ) y de la perturbación de la función corriente ( $\psi^*$ ) al cabo de 10 min. de evolución (Exp. VL2).

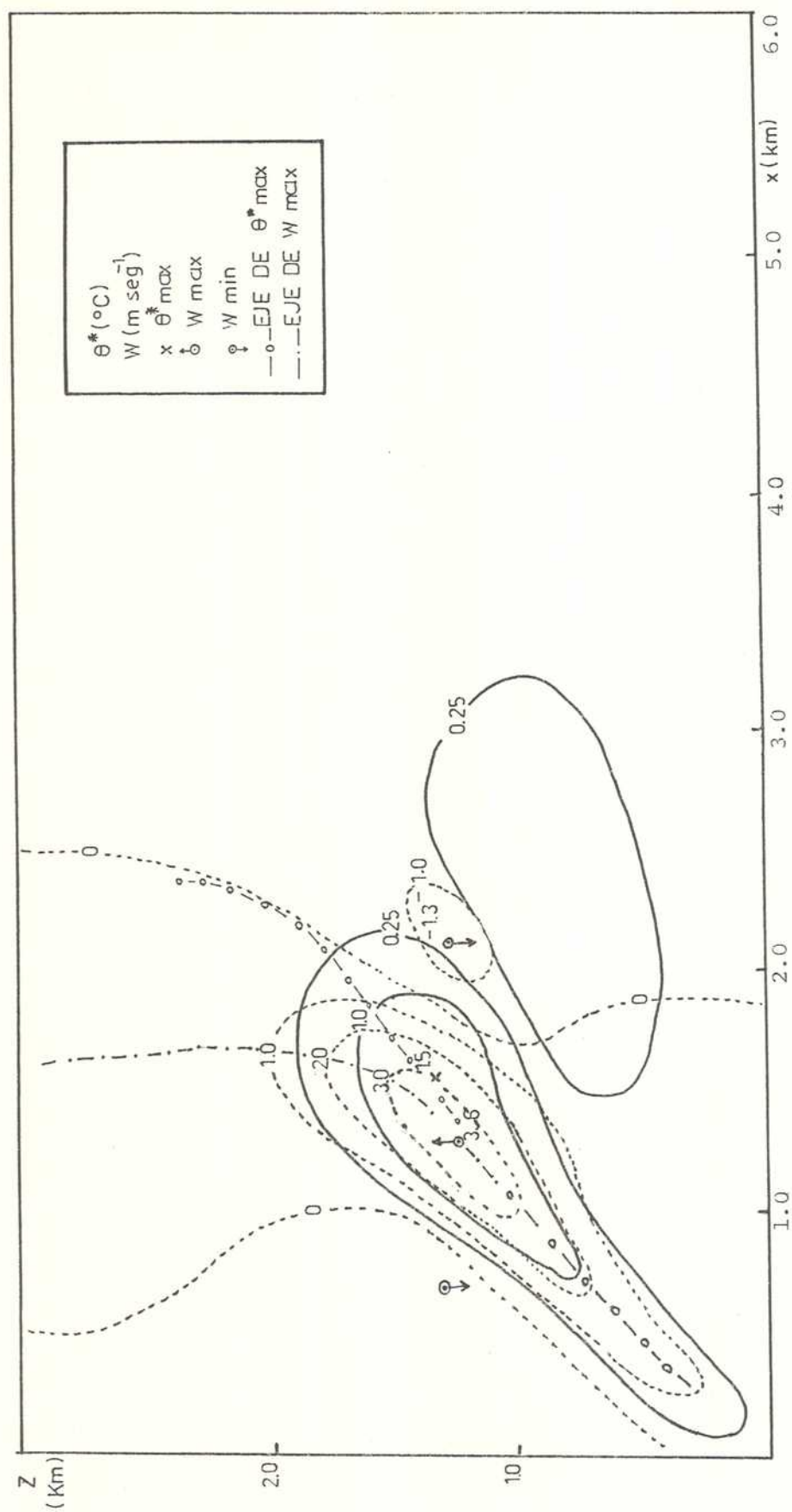


Fig. 87: Idem Fig. 85 pero al cabo de 15 min. de evolución.

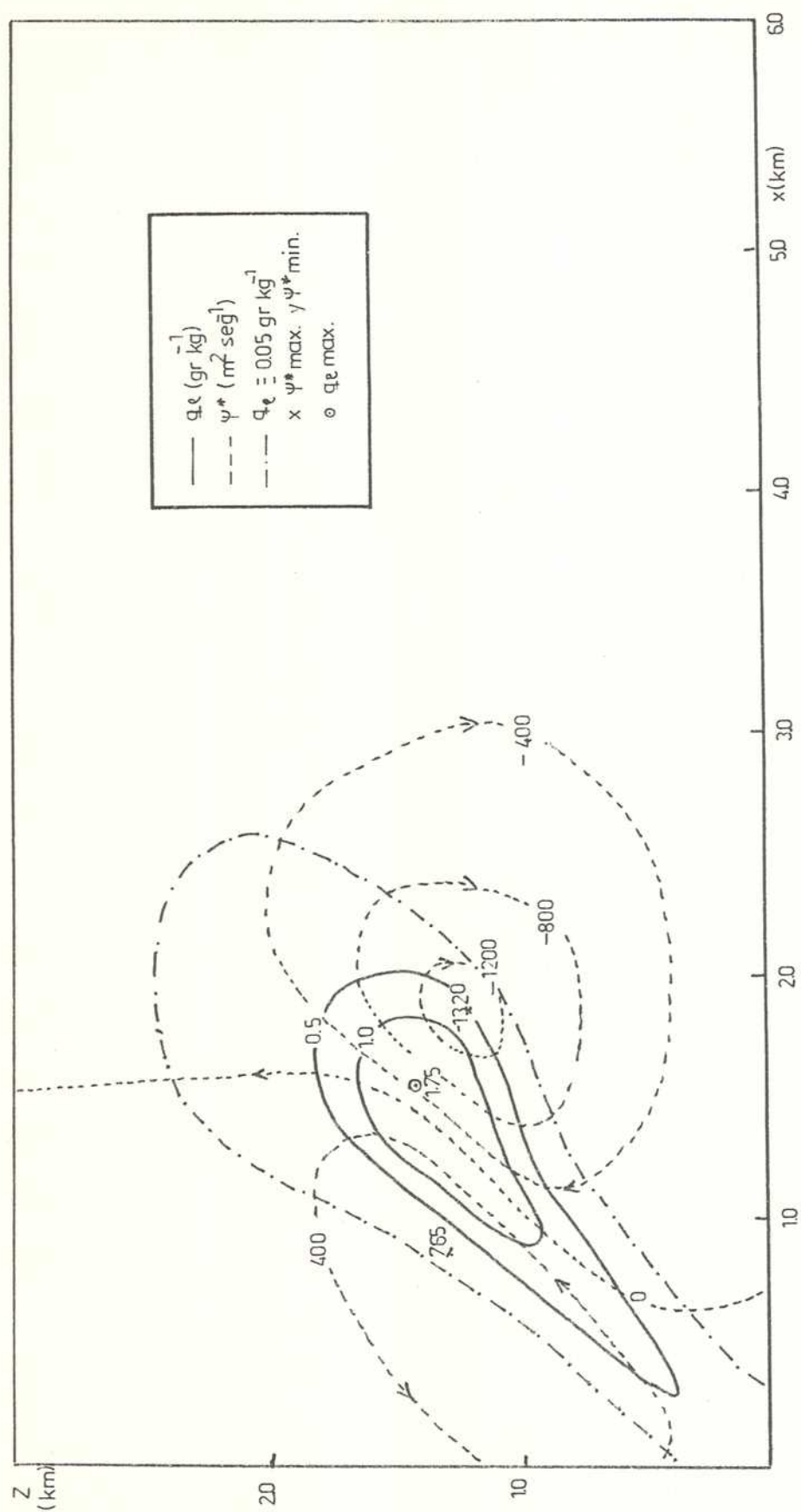


Fig. 88: Idem Fig. 86 pero al cabo de 15 min. de evolución.



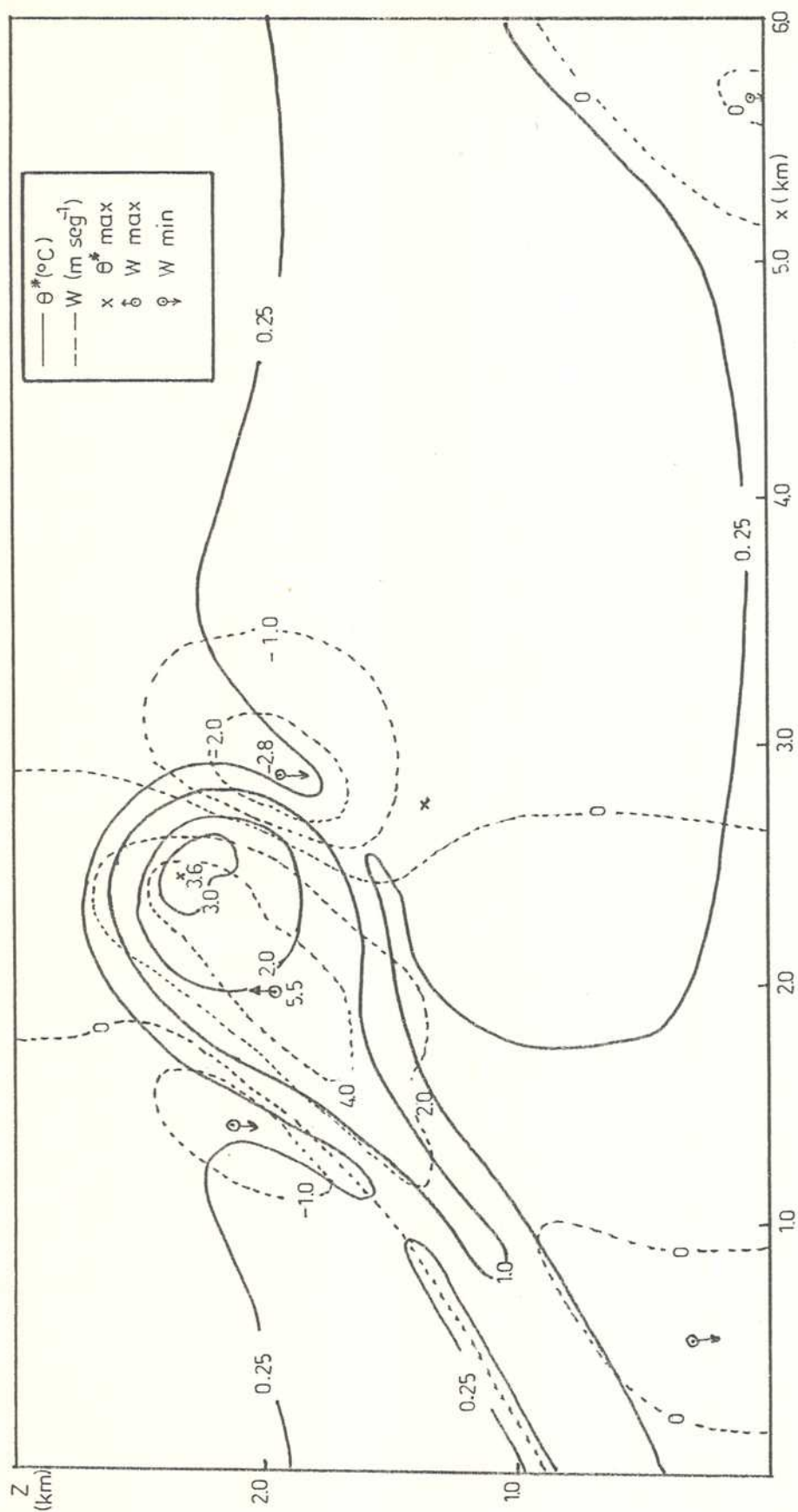


Fig. 89: Idem Fig. 85 pero al cabo de 20 min. de evolución.

16 min., esto sucede en el caso VL2 recién alrededor de los 22 minutos.

Una diferencia evidente en cuanto a las características de la convección con o sin cortante vertical, es la destrucción de la simetría en el primer caso. La nube se inclina cortante abajo (Fig. 90). Tanto el eje de la ascendente como el del núcleo caliente se inclinan en la dirección de la cortante, aumentando su pendiente respecto de la vertical, con el tiempo durante la etapa de desarrollo. La inclinación del eje del núcleo caliente es mayor que la del eje de la corriente ascendente (Fig. 87). La asimetría se manifiesta también en una descendente más intensa cortante abajo, visible ya a los 10 minutos en las Fig. 85 y 86 que representan los campos de  $W$  y de  $\theta^*$  respectivamente. Este hecho ha sido señalado por Malkus (1954).

Las Fig. 91 y 92 correspondientes a los 25 min. de evolución manifiestan la influencia del borde superior del recinto, deformando los campos que muestran un máximo en  $\theta^*$  y en  $q_\ell$  desplazados en la dirección de la cortante y una extensa zona de calentamiento por subsidencia, que abarca prácticamente todo el espesor de la capa en esa misma dirección.

Los resultados del experimento VL1 son intermedios entre los obtenidos en los experimentos R y VL2, por lo que no se han reproducido los campos respectivos.

El experimento VL3 presenta las mismas características aunque más acentuadas que en el experimento VL2, en el sentido de una demora aún mayor en alcanzarse los valores extremos. Estos se alcanzan poco después de los 25 minutos. En las Fig. 93 y 94 se han dibujado los campos correspondientes a este tiempo transcurrido. La inclinación respecto de la vertical de los ejes de la ascendente y de la zona de empuje térmico positivo, es aún mayor. Al igual que en VL2, no se observan reactivaciones, al menos en el tiempo de integración.

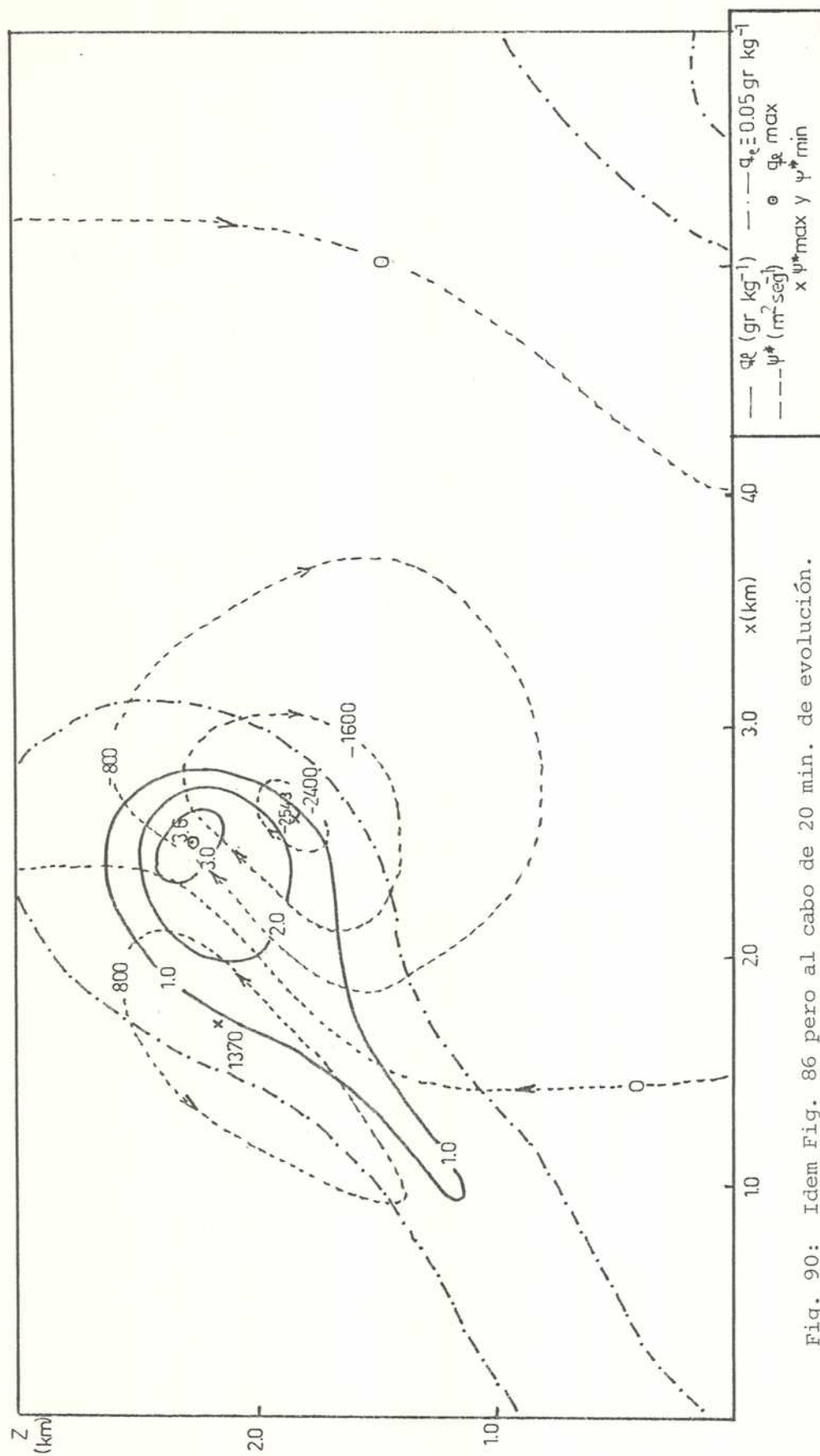


Fig. 90: Idem Fig. 86 pero al cabo de 20 min. de evolución.



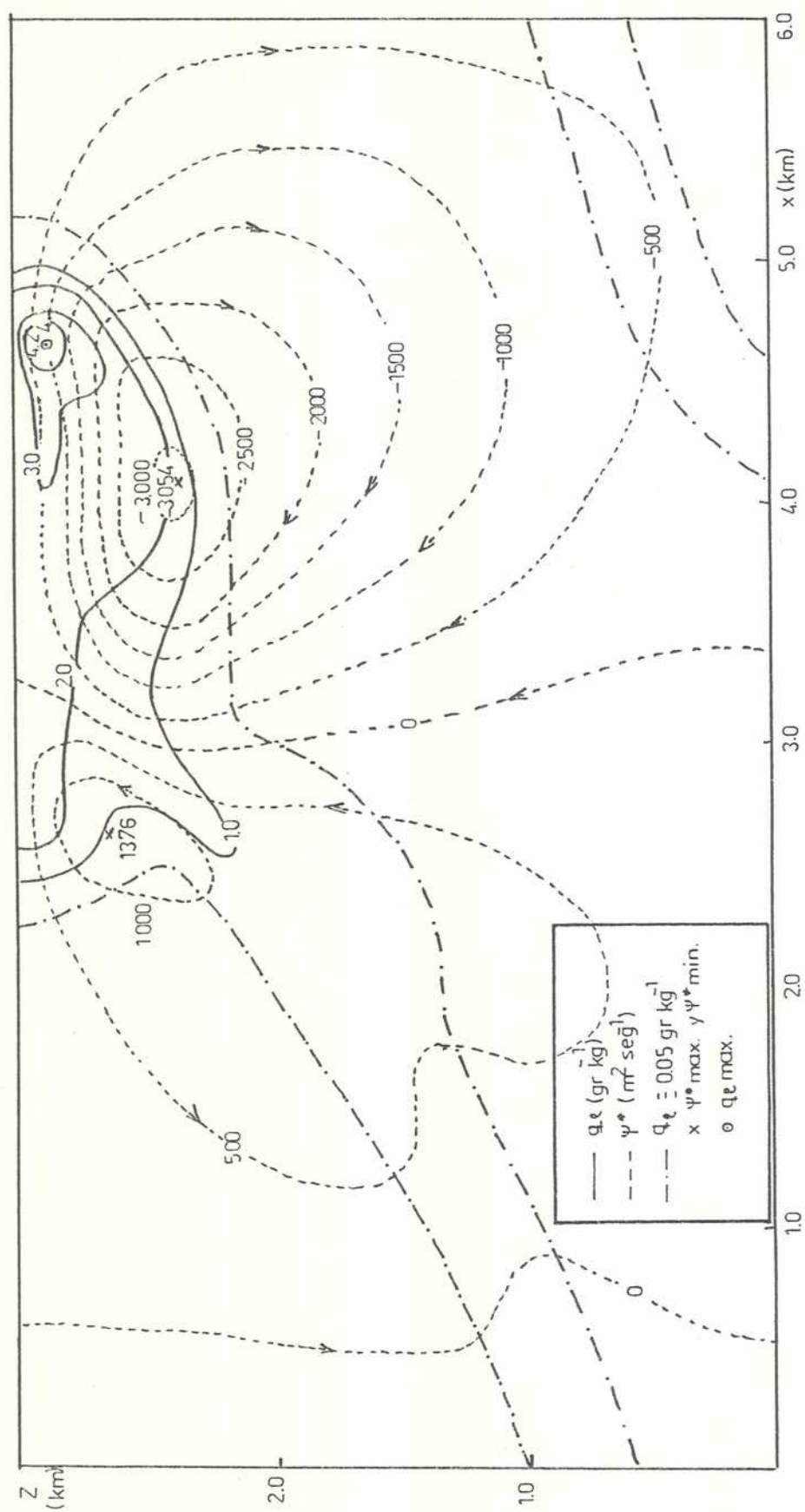


Fig. 92: Idem Fig. 86 pero al cabo de 25 min. de evolución.

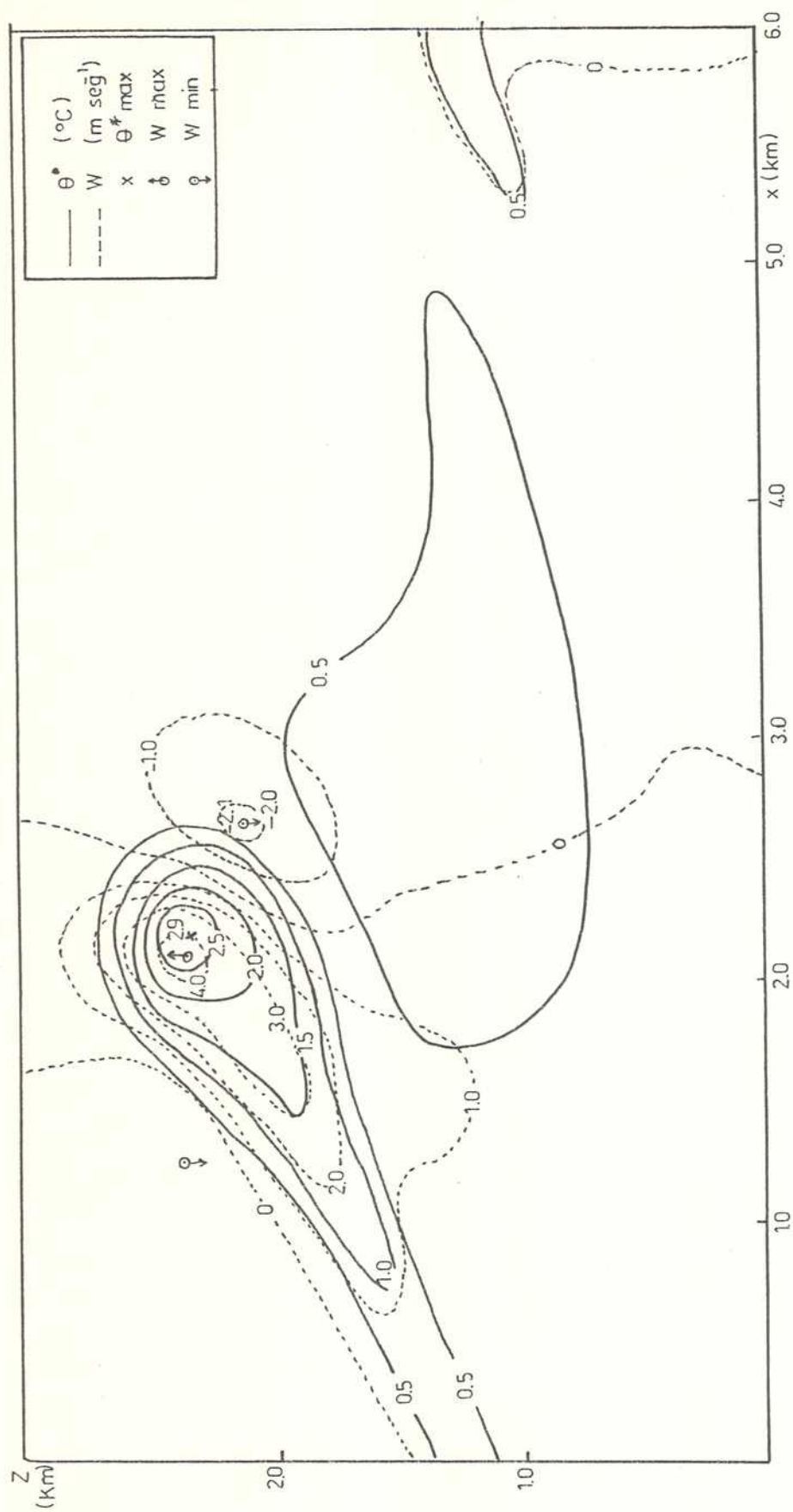


Fig. 93: Idem Fig. 85 pero al cabo de 25 min. (Exp. VL3).



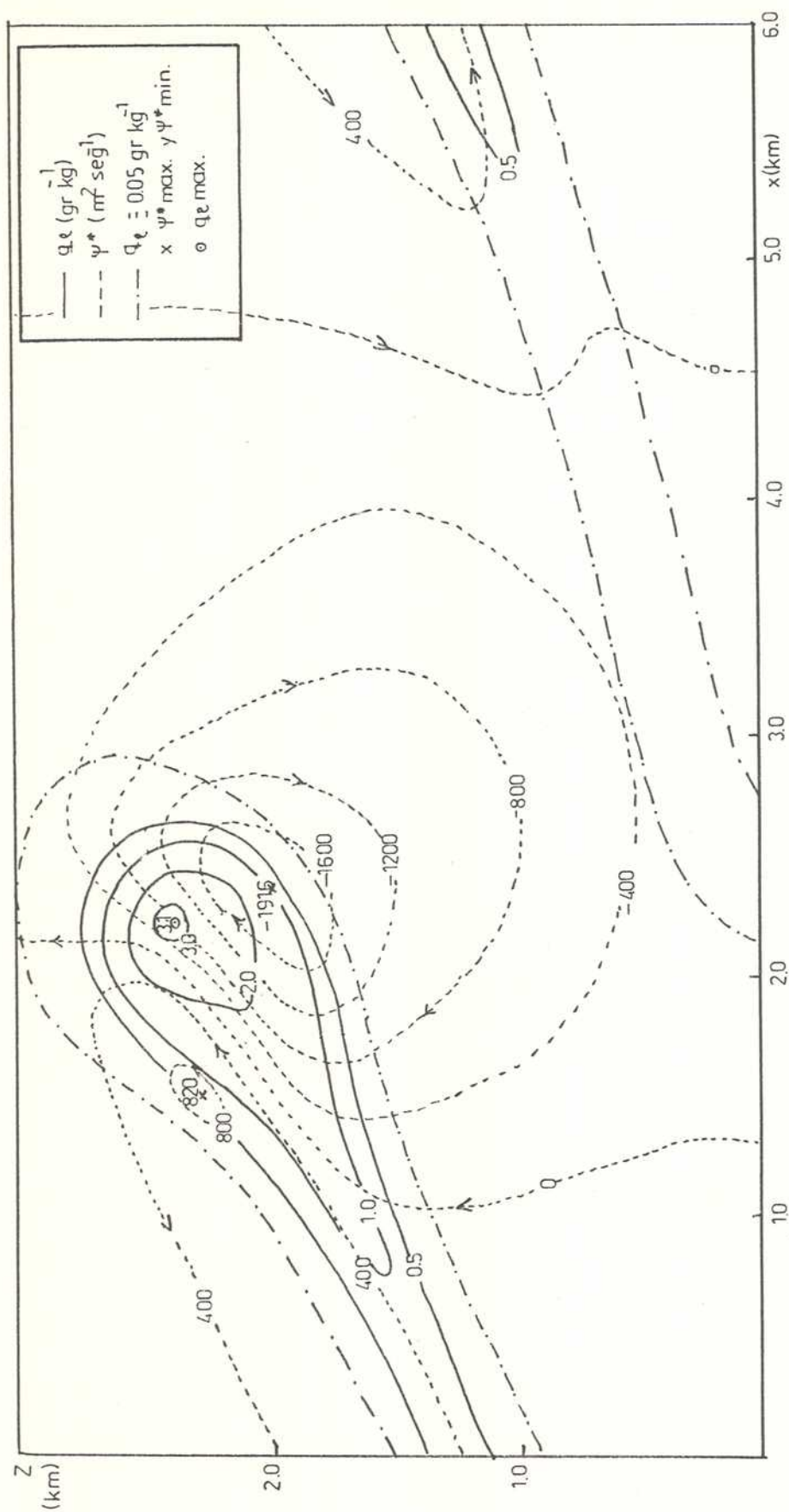


Fig. 94: Idem Fig. 86 pero al cabo de 25 min. (Exp. VL3).

El experimento VL4 presenta características diferentes a los tres anteriores, en el sentido de observarse una disminución sustancial de la intensidad de la convección, con tendencia a un estacionamiento en los valores que se alcanzan en la etapa de organización (a partir de los 10 min.). No se reconoce una etapa de desarrollo activa como presentan los otros experimentos, y la evolución parece depender más de las características del impulso inicial. Se reproduce en la Fig. 95 el campo de  $q_\ell$  a los 30 min. en que finaliza la integración numérica, y en que los valores máximos coinciden con los que se alcanzan alrededor de los 13 min. en el experimento VL2. La nube resultante se ha elongado visiblemente en la dirección de la cortante.

En la Fig. 96 se ha graficado la evolución temporal de los valores máximos de las variables  $W$ ,  $\theta^*$  y  $q_\ell$  para los experimentos R y VL1 a VL4. Se confirman las características mencionadas anteriormente y un comportamiento diferente en el caso VL4. Estos resultados indican la existencia de una cortante del viento crítica, que dependería de las condiciones de estabilidad térmica y del impulso inicial, prefijados en los experimentos. Una vez superado ese valor de cortante, no sólo se observa una amortiguación sustancial de la convección, sino una tendencia a un estacionamiento. Asai (1964) encuentra en un caso de cortante vertical constante e igual a  $5 \times 10^{-3} \text{ seg}^{-1}$ , un crecimiento débil de la convección hasta 8 min. de integración y un decaimiento a partir de ese tiempo, sin extenderse la circulación convectiva a la mitad superior de la capa de aire (su recinto de integración tiene una extensión vertical de 5 Km). Las diferencias pueden explicarse en parte por las diferencias en el tratamiento termodinámico (en el presente trabajo se supone proceso saturado reversible en el ascenso mientras que Asai supone un proceso pseudoadiabático en la ascendente y adiabático seco en la descendente). También difieren ambos modelos en la función espacial del impulso inicial, en las dimensiones del recinto y en los esquemas numéricos utilizados.

En la Fig. 96 se observa que los valores extremos tanto de  $\theta^*$  como de  $q_\ell$  en los experimentos VL1 y VL2, exceden a los alcanzados en el caso de atmósfera de referencia en reposo (R). Este resultado, que

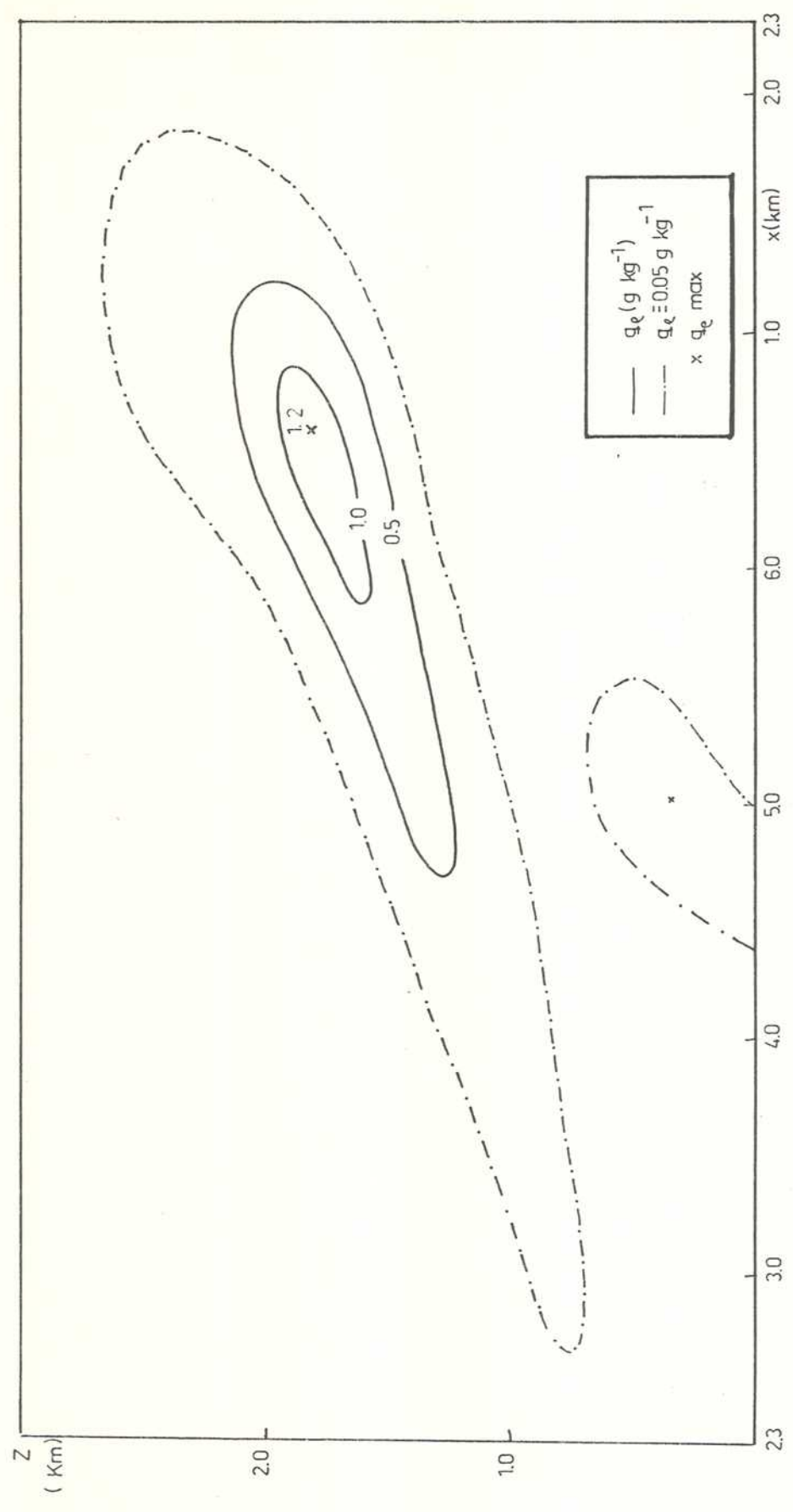


Fig. 95: Campo de la relación de mezcla del agua líquida ( $q_l$ ) al cabo de 30 min. de integración (Exp. VI4).

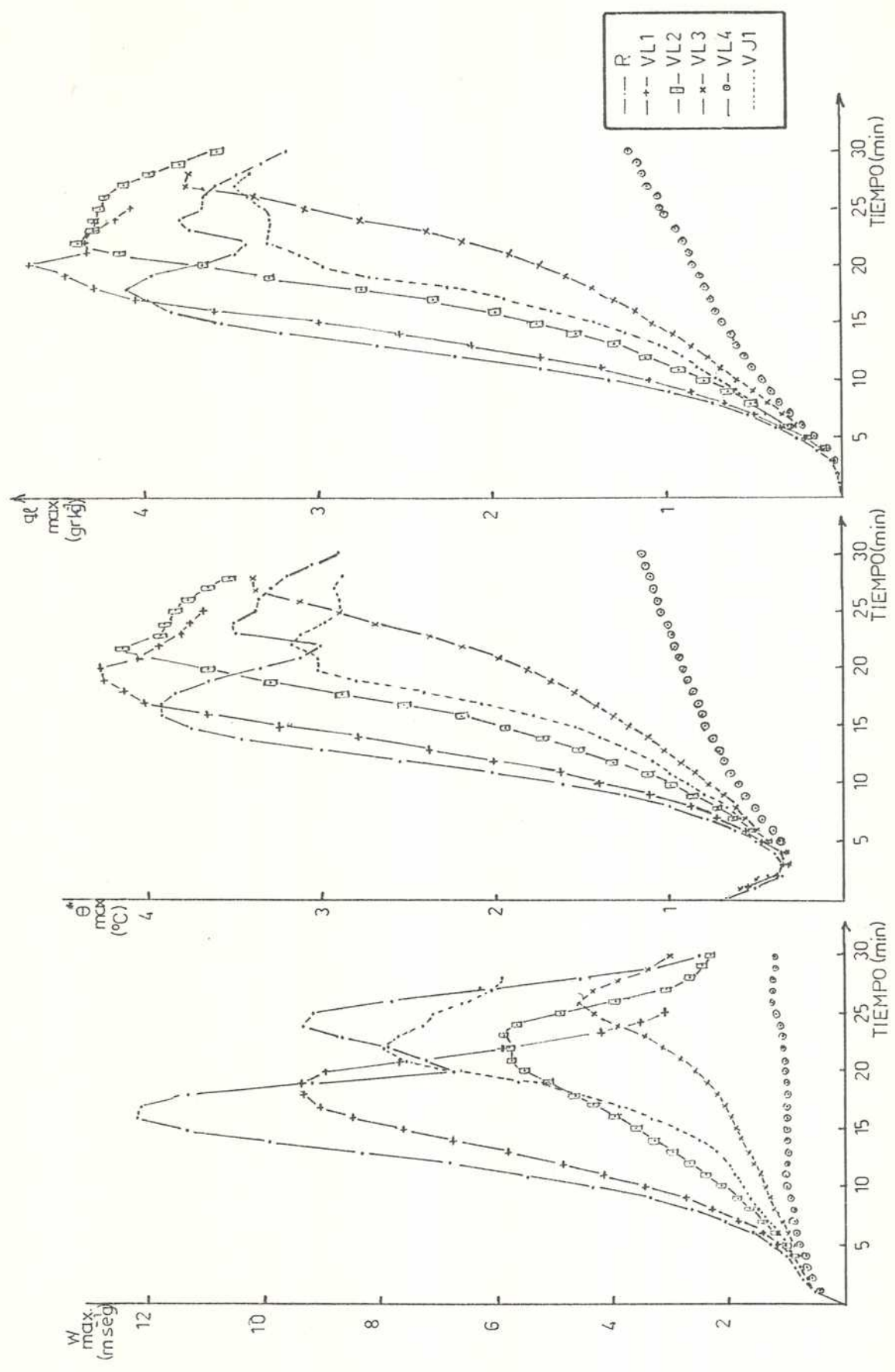


Fig. 96: Variación temporal de los valores máximos de la velocidad vertical ( $W$ ), de la perturbación de la temperatura potencial ( $\theta^*$ ) y de la relación de mezcla del agua líquida ( $q_{\ell}$ ) para los experimentos numéricos R, VL1, VL2, VL3, VL4 y VJ1.

no se verifica para los casos con mayor cortante vertical, se intenta explicar en el parágrafo 4.2.2 en relación con los términos de la ecuación de variación temporal de la integral de la energía potencial perturbada. No se descarta sin embargo la posible influencia de los bordes verticales y/o horizontales en este comportamiento.

Respecto a los valores de  $W$ , un análisis de la Fig. 96, permite inferir una relación inversa entre el valor de la cortante vertical del flujo inicial y los máximos de velocidad ascensional.

iii) Experimentos comparativos con un perfil lineal y otro tipo chorro con igual valor de  $\langle u_0 \rangle$ .

Los experimentos VL1 y VJ1 difieren fundamentalmente en la forma del perfil y en la cortante media en la subcapa inferior del recinto (Tabla 8). Los resultados correspondientes a VL1 ya han sido mencionados e ilustrados en la Fig. 96.

En las Fig. 97 a 104 se presentan los campos de las variables  $\theta^*$  y  $W$  superpuestos y de  $\Psi^*$  y  $q_\ell$  también superpuestos en el intervalo comprendido entre 10 y 25 min., cada 5 min. para el experimento VJ1, con perfil tipo chorro. La convección alcanza en este caso su máximo desarrollo a los 21 min. (Fig. 101 y 102). La nube se inclina en la dirección de la cortante del viento, correspondiente a la mitad inferior del dominio, si bien la convección en esta etapa ha penetrado en la capa superior, en la cual la cortante presenta signo contrario. En este caso el perfil tipo chorro es simétrico respecto de la altura  $z = L_z/2$  donde se ubica el máximo de velocidad (Fig. 76). Al igual que en el caso VL1, el campo de  $W$  en el caso VJ1, presenta durante toda la etapa de desarrollo, una descendente más intensa cortante abajo del viento inicial, en la mitad inferior del recinto.

En la Fig. 96 se observa que los valores extremos de  $W$ ,  $\theta^*$  y  $q_\ell$  son menores y se demoran en ser alcanzados en el caso VJ1, respecto de los correspondientes al caso VL1. Este comportamiento se atribuye a que los valores de la cortante media  $[\eta]_{L_z/2}$  en VJ1 prácticamente duplican a los de VL1, dificultando el crecimiento de la convección en el primer caso, coherentemente con lo analizado en los casos de perfil

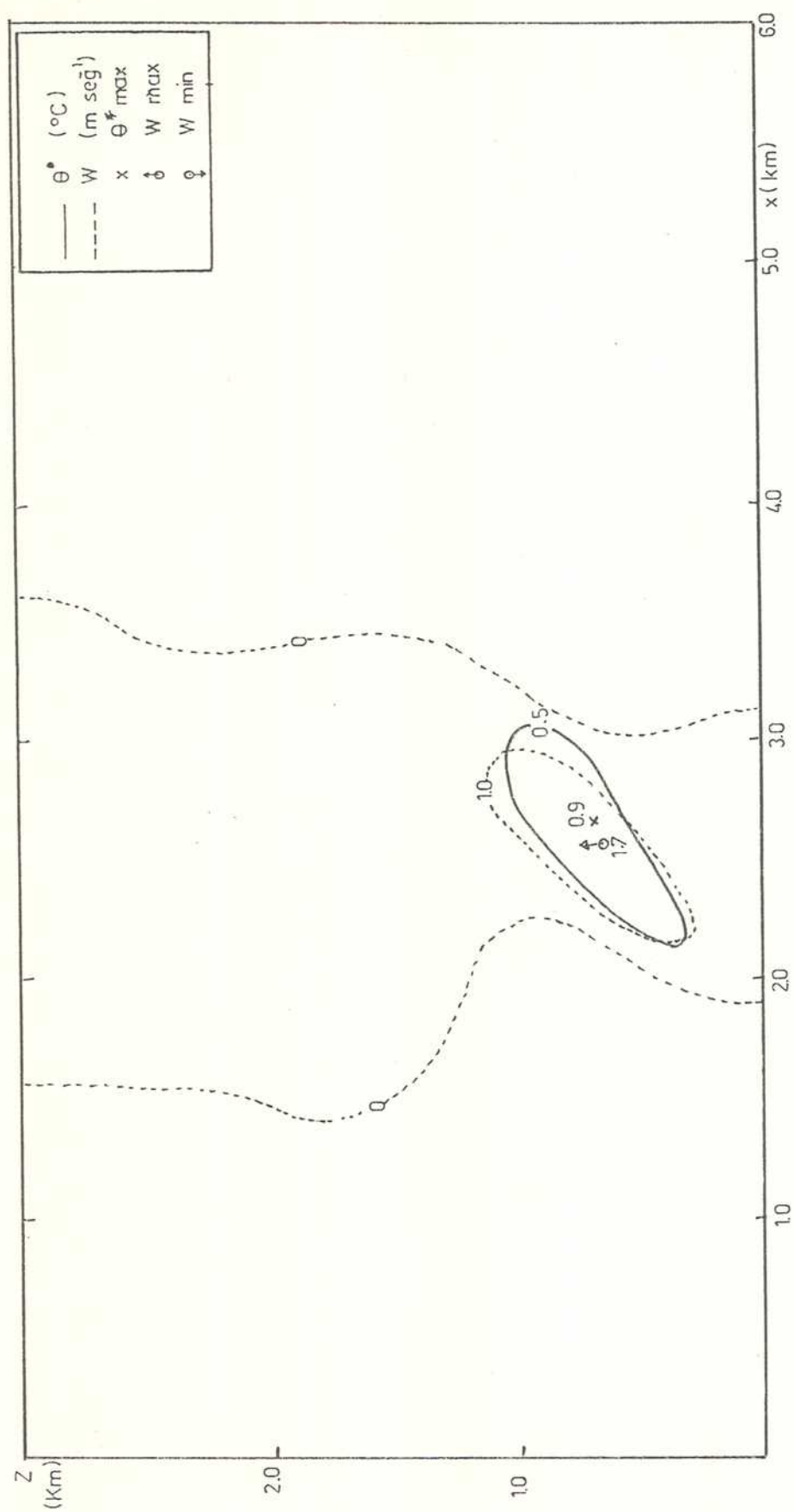


Fig. 97: Idem Fig. 85 pero al cabo de 10 min. de evolución (Exp. VJ1).



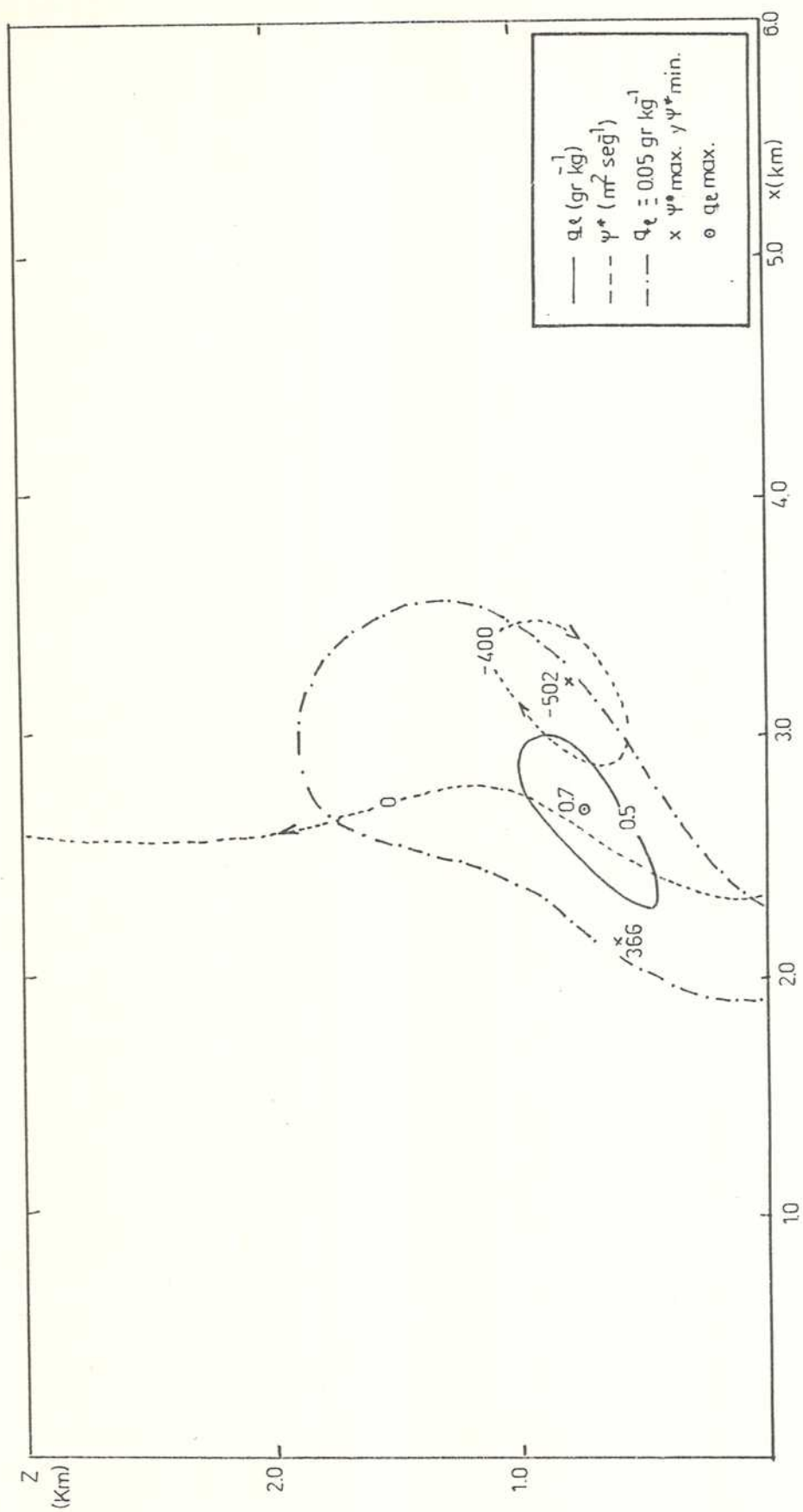


Fig. 98: Idem Fig. 86 pero al cabo de 10 min. de evolución (Exp. VJ1).

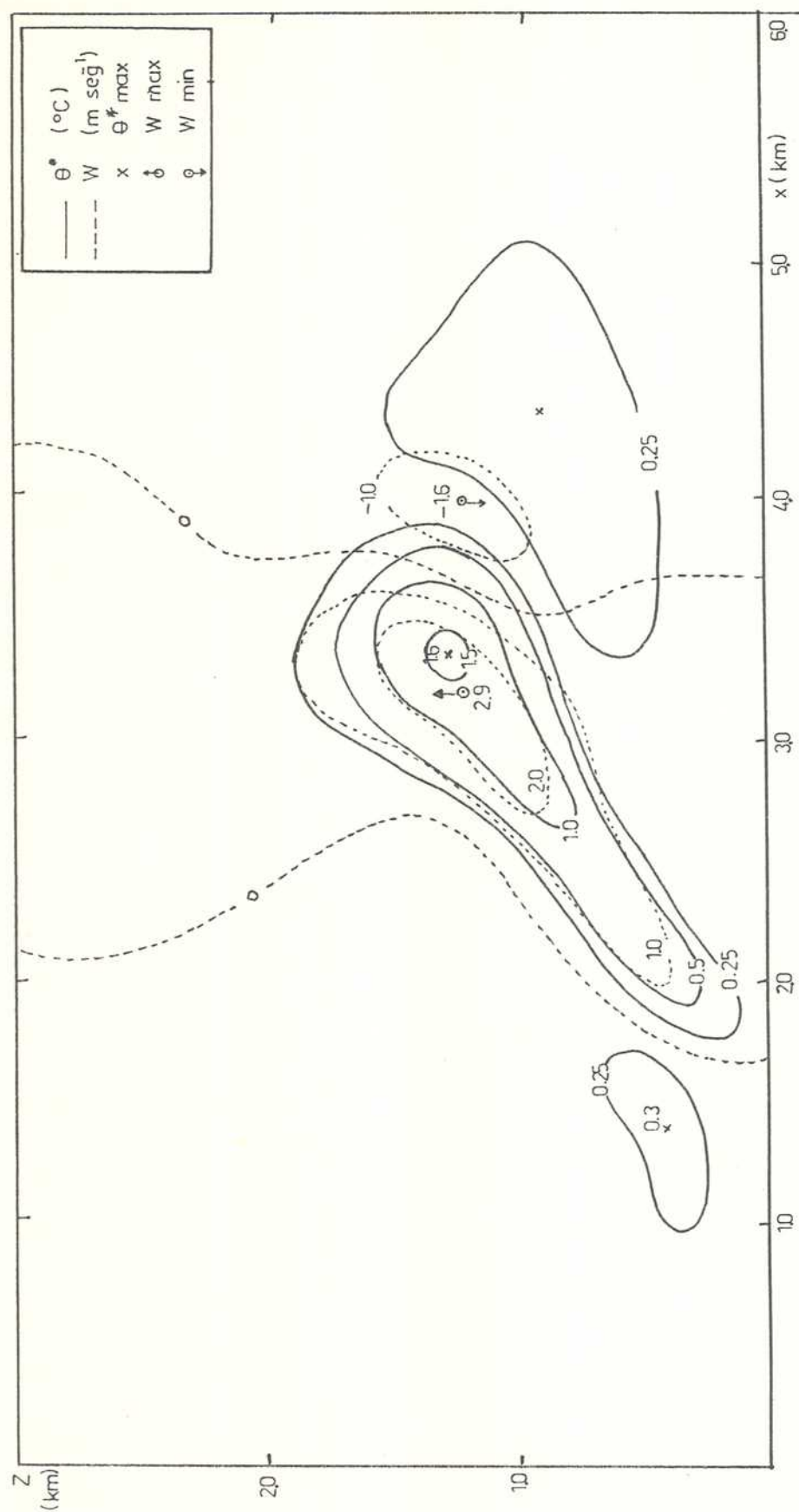


Fig. 99: Idem Fig. 85 pero al cabo de 15 min. de evolución (Exp. VJ1).

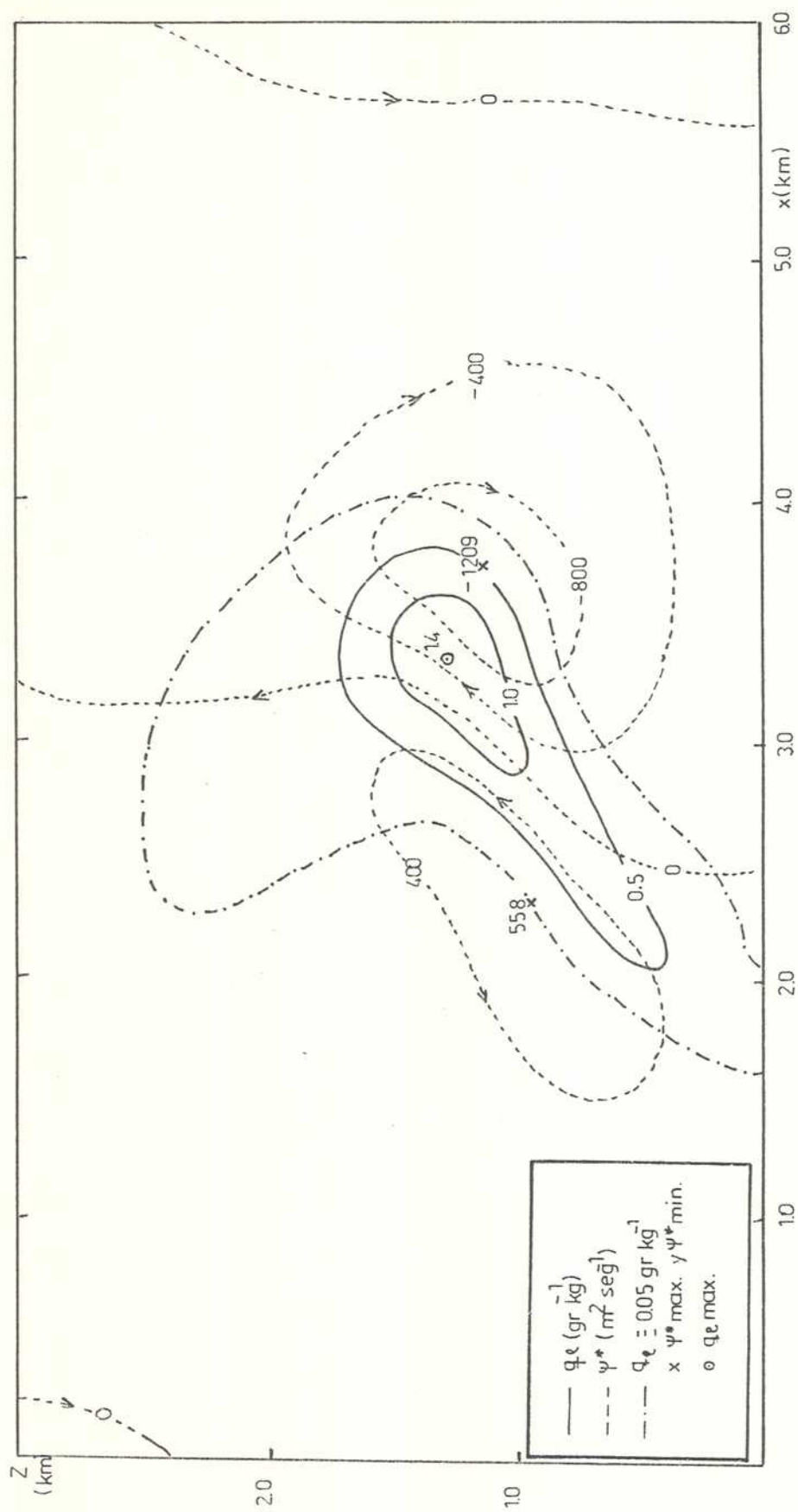


Fig. 100: Idem Fig. 86 pero al cabo de 15 min. de evolución (Exp. VJ1).

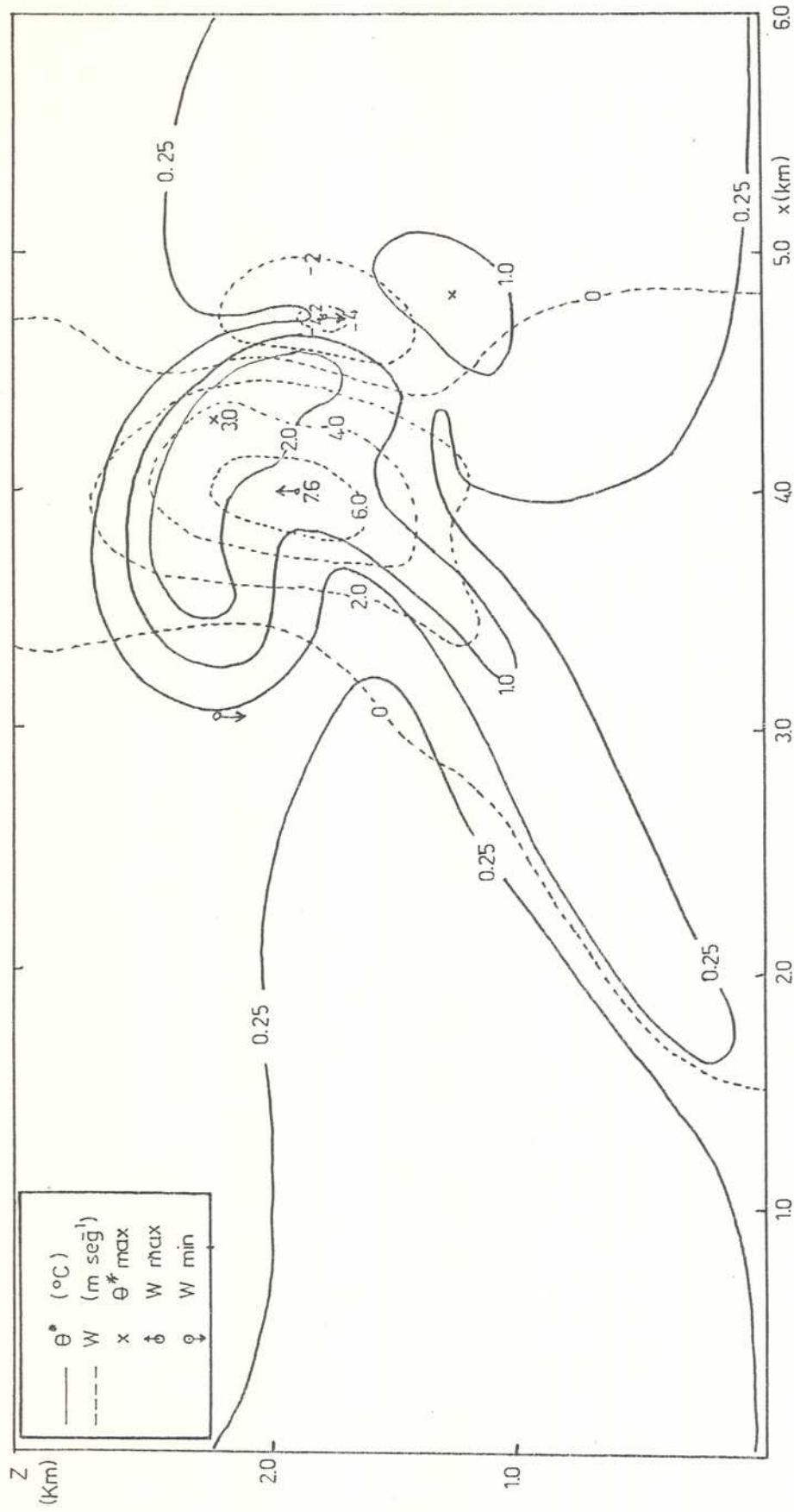


Fig. 101: Idem Fig. 85 pero al cabo de 21 min. de evolución (Exp. VJ1).

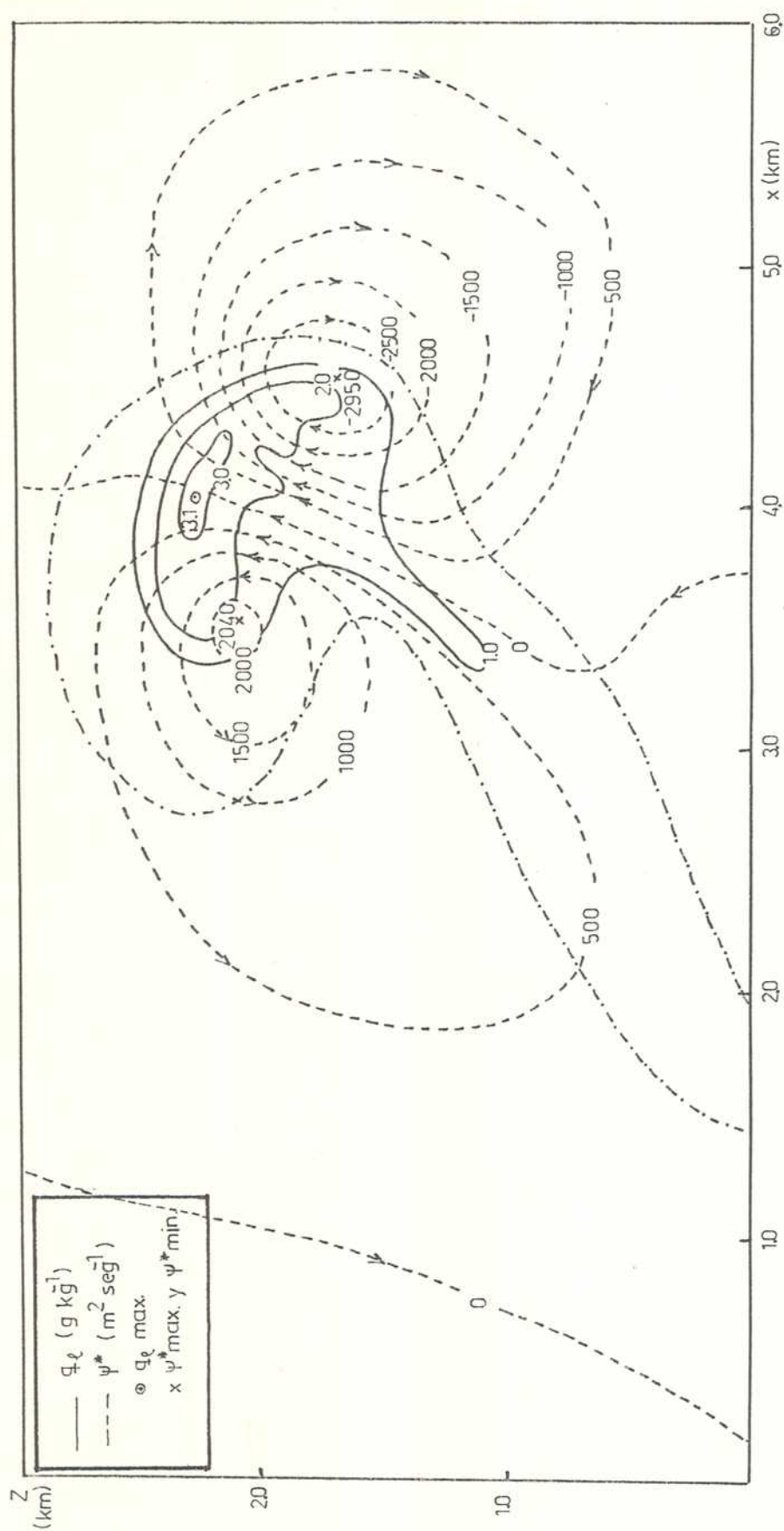


Fig.102: Idem Fig. 86 pero al cabo de 21 min. de evolución (Exp. VJ1).

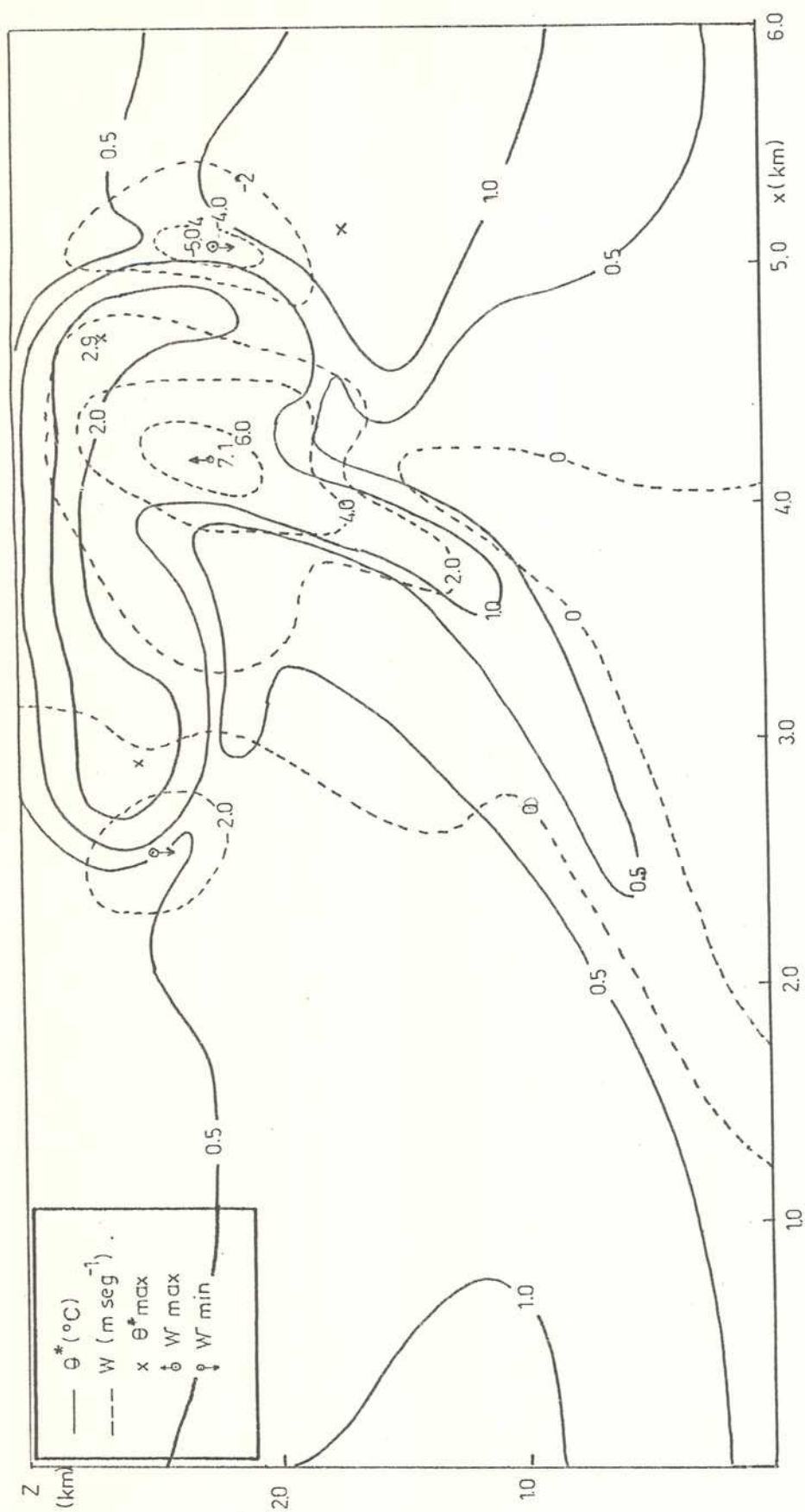


Fig. 103: Idem Fig. 85 pero al cabo de 25 min. de evolución (Exp. VJ1).



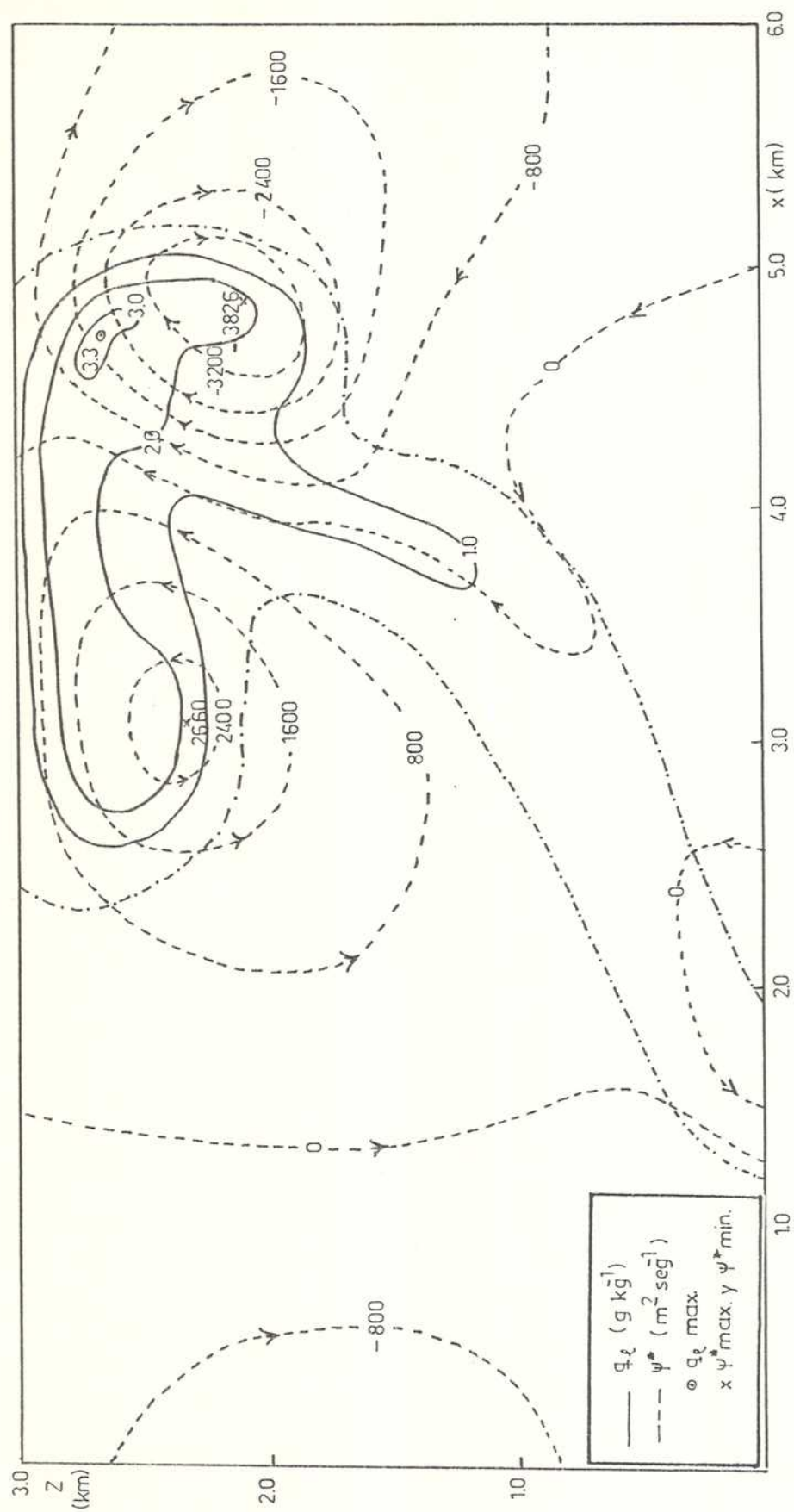


Fig. 104: Idem Fig. 86 pero al cabo de 25 min. de evolución (Exp. VJ1).

lineal.

En los experimentos VL2 y VJ2, practicamente se duplica el valor de  $\langle u_o \rangle$  respecto de los casos VL1 y VJ1 (Tabla 8). En estos experimentos se refuerza el comportamiento encontrado con VL1 y VJ1, ya que el valor de  $[\eta_o]_{L_z/2}$  correspondiente a VJ2, que coincide con  $5,6 \times 10^{-3} \text{ seg}^{-1}$  conduce a resultados similares al caso VL4, de debilitamiento marcado de la convección respecto de VL2. Los valores de W aumentan en los primeros minutos para empezar a decrecer en forma irreversible, indicando un efecto supresor de la cortante desde los inicios de la convección.

- iv) Experimentos comparativos con perfiles tipo chorro con igual velocidad media  $\langle u_o \rangle$  pero diferente ubicación del viento máximo en la capa.

El experimento VJ3 corresponde a un perfil tipo chorro asimétrico, similar al perfil vertical medio de los vientos alisios, obtenido sobre los Océanos Atlántico y Pacífico (Palmen, 1955 y Riehl, 1954). Este perfil de viento  $u_o(z)$  (ver Tabla 7), difiere del correspondiente a VJ1, especialmente en los valores elevados de  $\eta_o$  en los niveles cercanos y por debajo del primer nivel de condensación, simulado por el modelo (ver valores de  $\eta_o$  en 800 m en la Tabla 8). La convección resultante, representada en las Fig. 105 a 110, indica una convección desorganizada en sus inicios y un retardo en alcanzar su máximo desarrollo. Sin embargo, los valores extremos no difieren mayormente en ambos experimentos.

La Fig. 105 muestra a los 15 min. dos zonas con valores máximos en  $\theta^*$  y en W. La más intensa de ellas está restringida a la capa de 750 m próxima a superficie, en la que la vorticidad del flujo básico alcanza los valores máximos ( $[\eta_o]_{L_z/4} = 6 \times 10^{-3} \text{ seg}^{-1}$ ). El núcleo de la nube se inclina en la dirección de la cortante en dicha capa (Fig. 106). La convección que logra penetrar esta barrera, se encuentra con una capa donde la cortante del viento se reduce notablemente y es de signo opuesto a la anterior.

A los 20 min. la Fig. 107, muestra una intensificación del núcleo



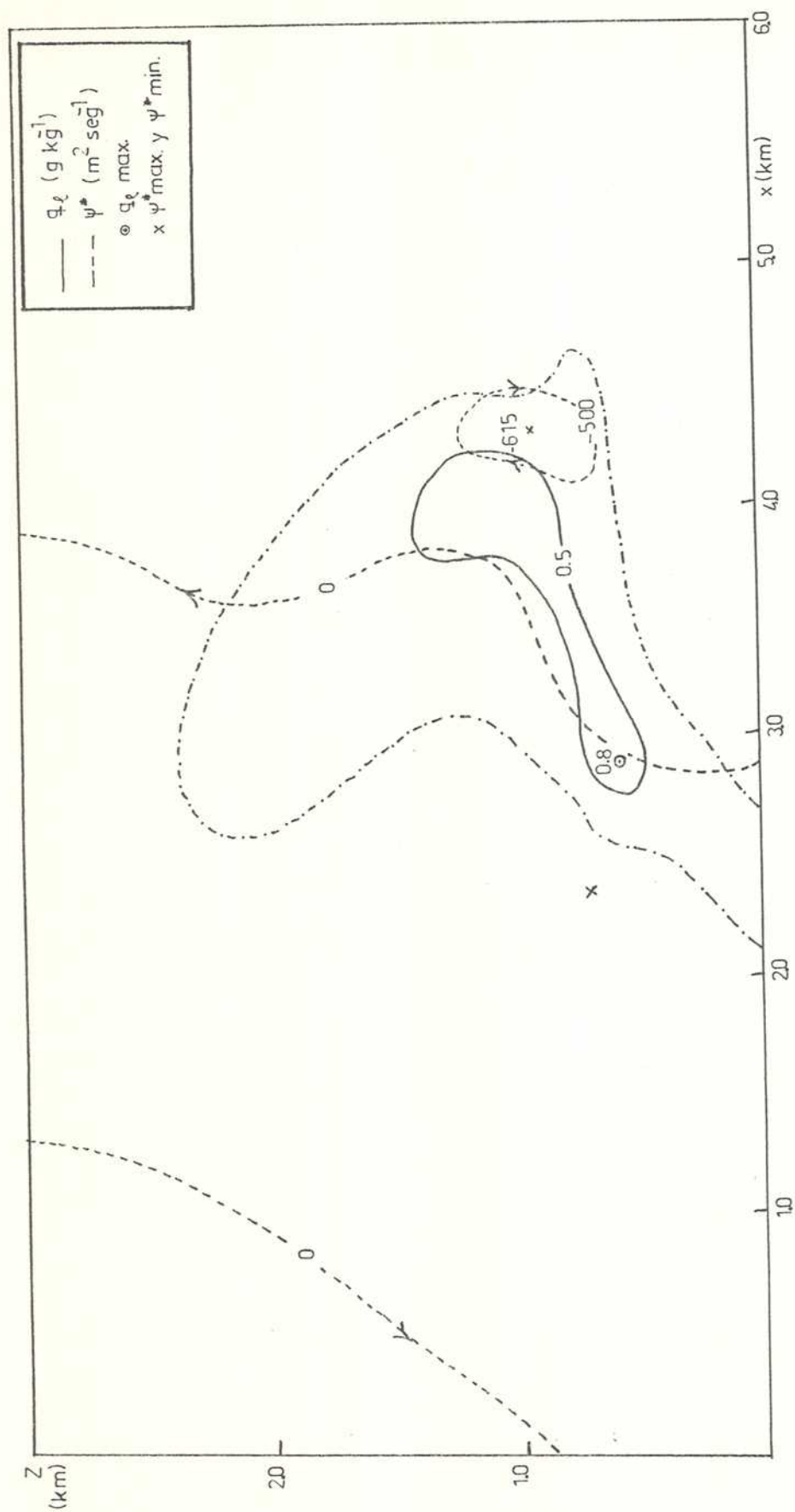


Fig. 106: Idem Fig. 86 pero al cabo de 15 min. de evolución (Exp. VJ3).

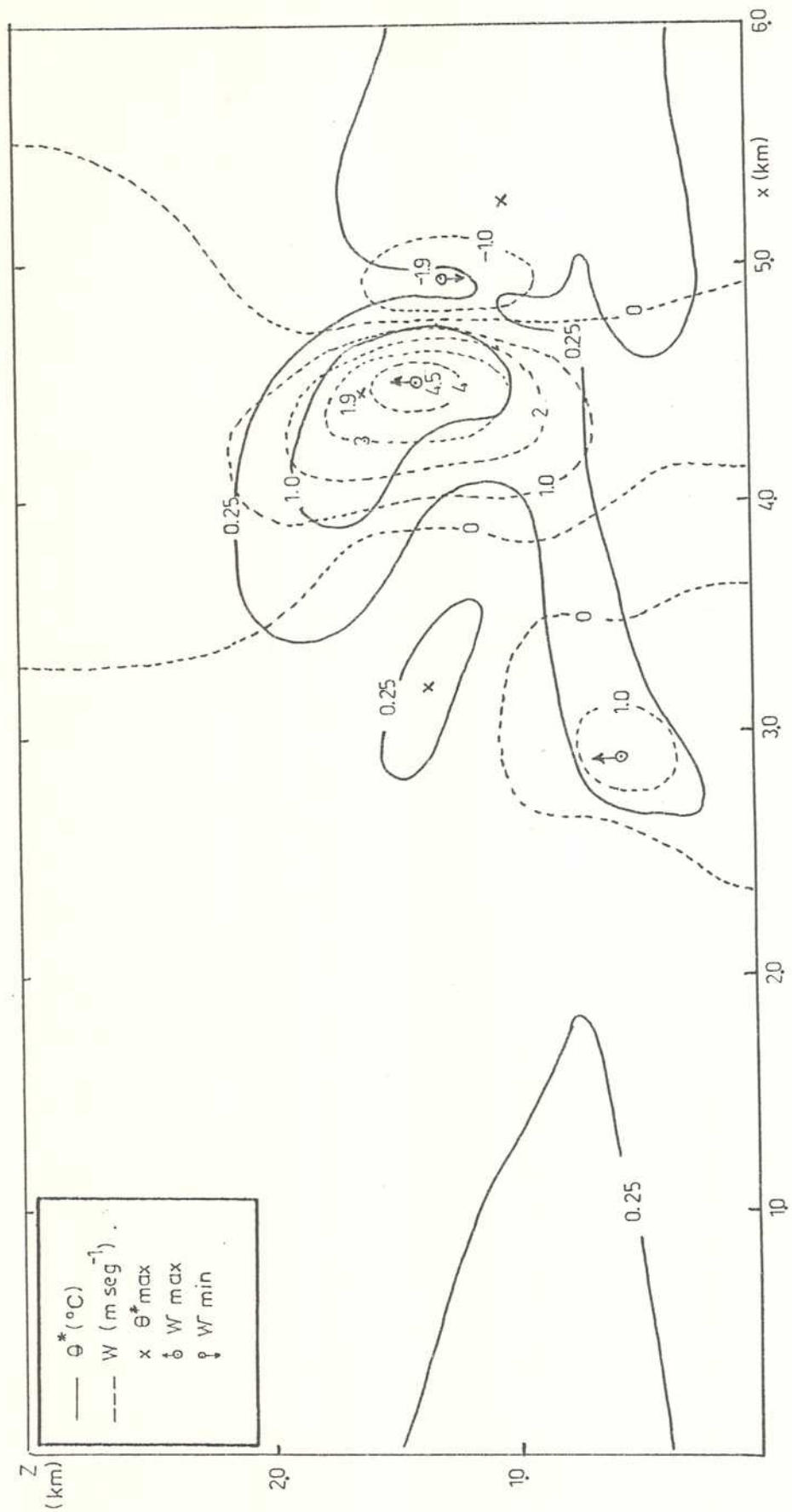


Fig. 107: Idem Fig. 85 pero al cabo de 20 min. de evolución (Exp. VJ3).

de la corriente ascensional más elevada mientras que el primitivo se debilita. La nube presenta dos máximos de  $q_\ell$  (Fig. 108), siendo mayor la concentración de agua líquida a los 1,6 Km, con el eje de la nube inclinándose en la dirección de la cortante en esos niveles.

La convección se desarrolla rápidamente y a los 25 min.  $W$  alcanza su valor extremo. El eje de la ascendente es prácticamente vertical (Fig. 109), y la descendente más intensa se ubica cortante arriba de la ascendente. La comparación de los casos VJ1 y VJ3, cuando se alcanza la culminación del desarrollo (Fig. 101 y 102 para VJ1 y Fig. 109 y 110 para VJ3), indican una convección más vertical y separada de la capa subnubosa, en el caso VJ3, en el cual el aire que ingresa a la ascendente proviene de niveles más elevados. Se infiere que los valores de la cortante vertical, en la capa subnubosa, son decisivos en la velocidad de crecimiento de las variables en la etapa de iniciación de la convección.

En la Fig. 111 se han graficado las variaciones temporales de los máximos de  $W$ ,  $\theta^*$  y  $q_\ell$ , para los casos VJ1 y VJ3. Se observa que, a partir de los 13 min., se tiende a un estacionamiento en las curvas de VJ3 y alrededor de los 15 min. se inicia un rápido desarrollo, coherente con el análisis anterior.

- v) Experimentos comparativos: perfiles lineal, parabólico y cúbico simétrico, con el mismo valor medio de la cortante vertical

$$[\eta_0]_{L_z/2}$$

Los resultados obtenidos en ii) y en iii) muestran una influencia decisiva de  $[\eta_0]_{L_z/2}$  en la modalidad de la convección (el ejemplo más extremo lo da la comparación de los casos VL2 con VJ2). En iv) se encuentra que, con un factor  $[\eta]_{L_z/2}$  que no difiere mayormente, la forma del perfil también condiciona los resultados. En los experimentos siguientes se mantiene  $[\eta_0]_{L_z/2}$  constante y se modifica la forma del perfil.

Las Fig. 112 a 113 corresponden al experimento VP (perfil parabólico). En ellas se presentan los campos de las mismas variables analizadas en experimentos anteriores, en el momento de máximo desarrollo (20 min). Los campos se asemejan a los correspondientes al caso VJ1



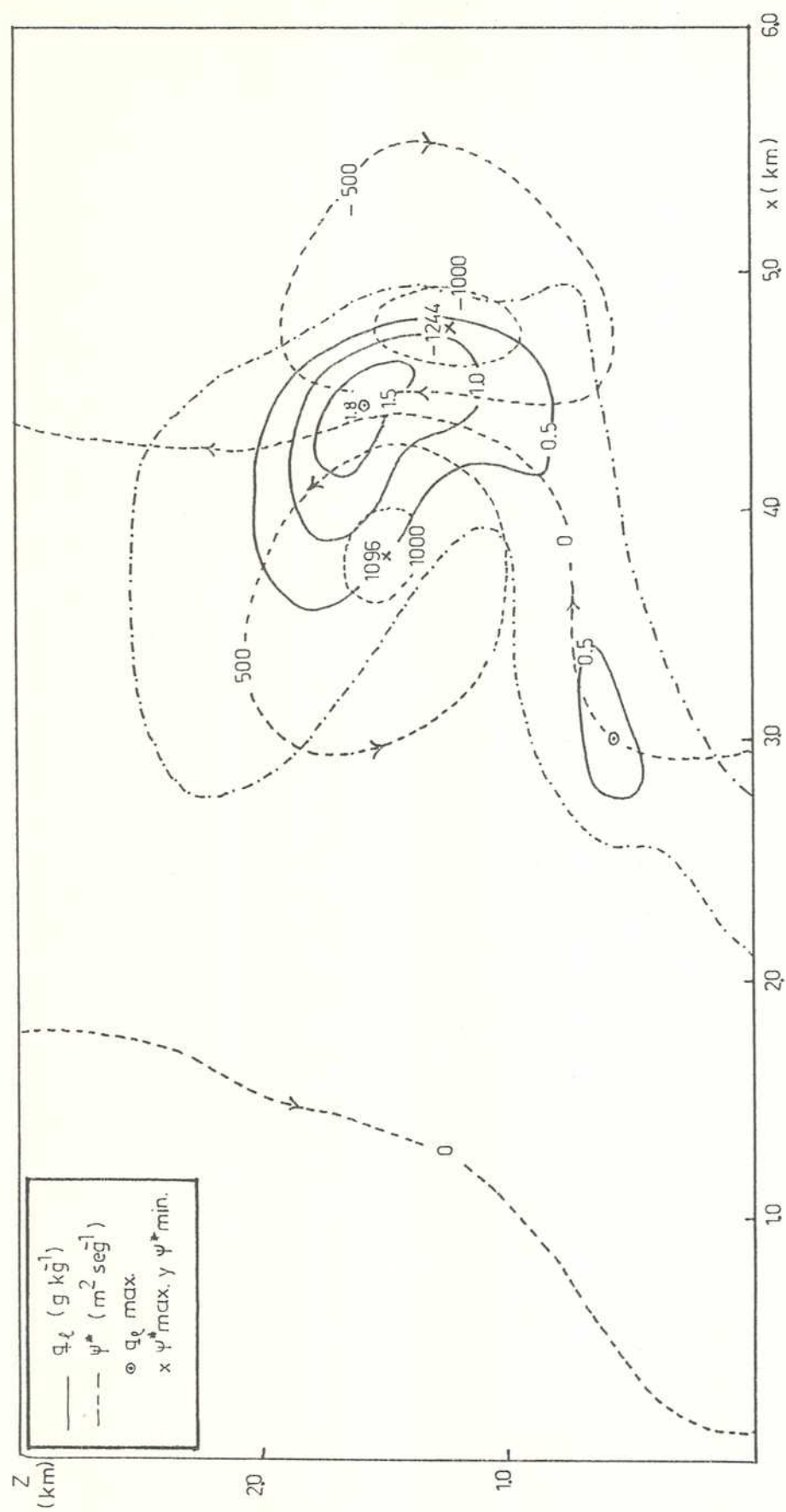


Fig. 108: Idem Fig. 86 pero al cabo de 20 min. de evolución (Exp. VJ3).

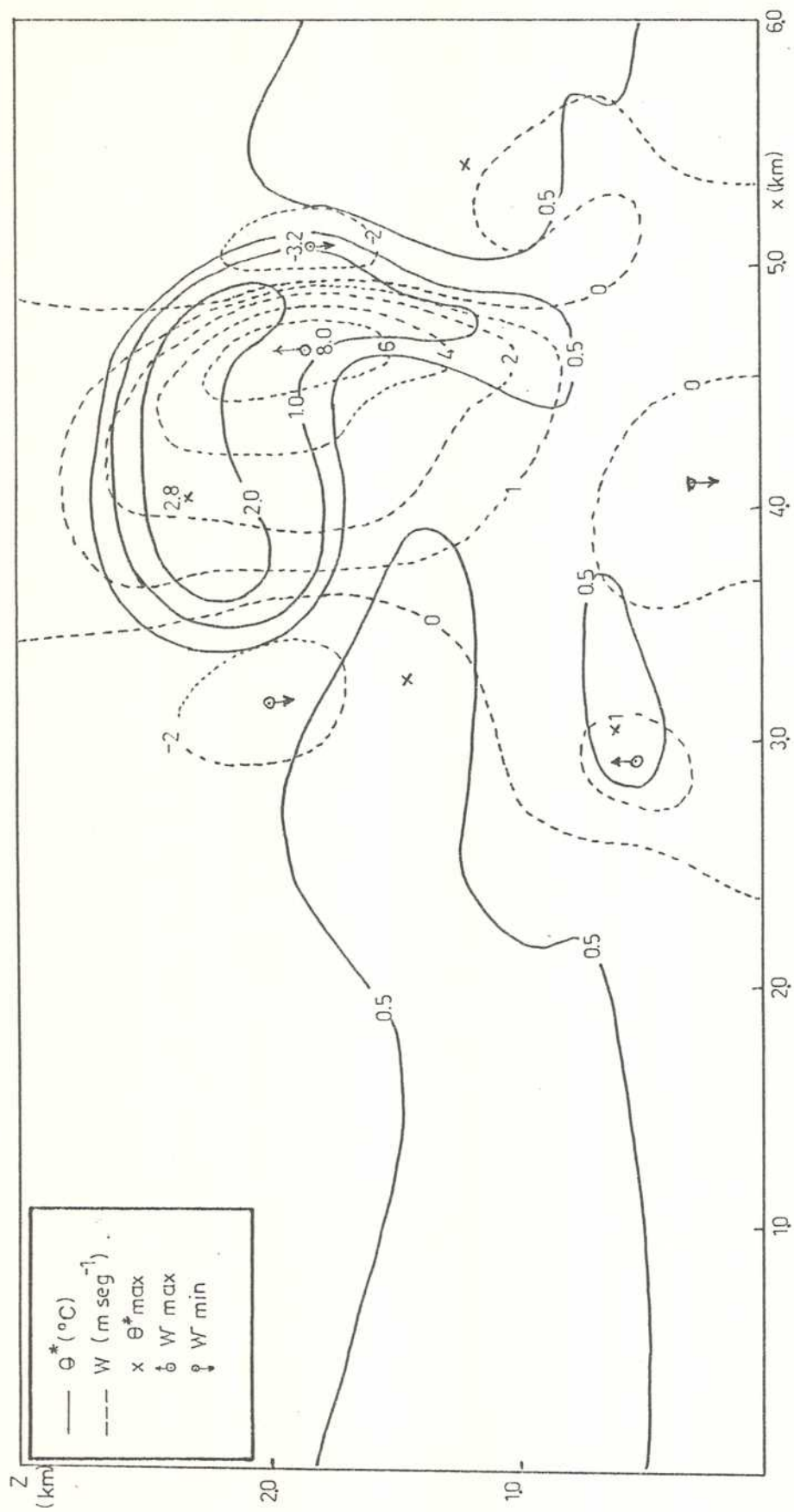


Fig. 109: Idem Fig. 85 pero al cabo de 25 min. de evolución (Exp. VJ3).

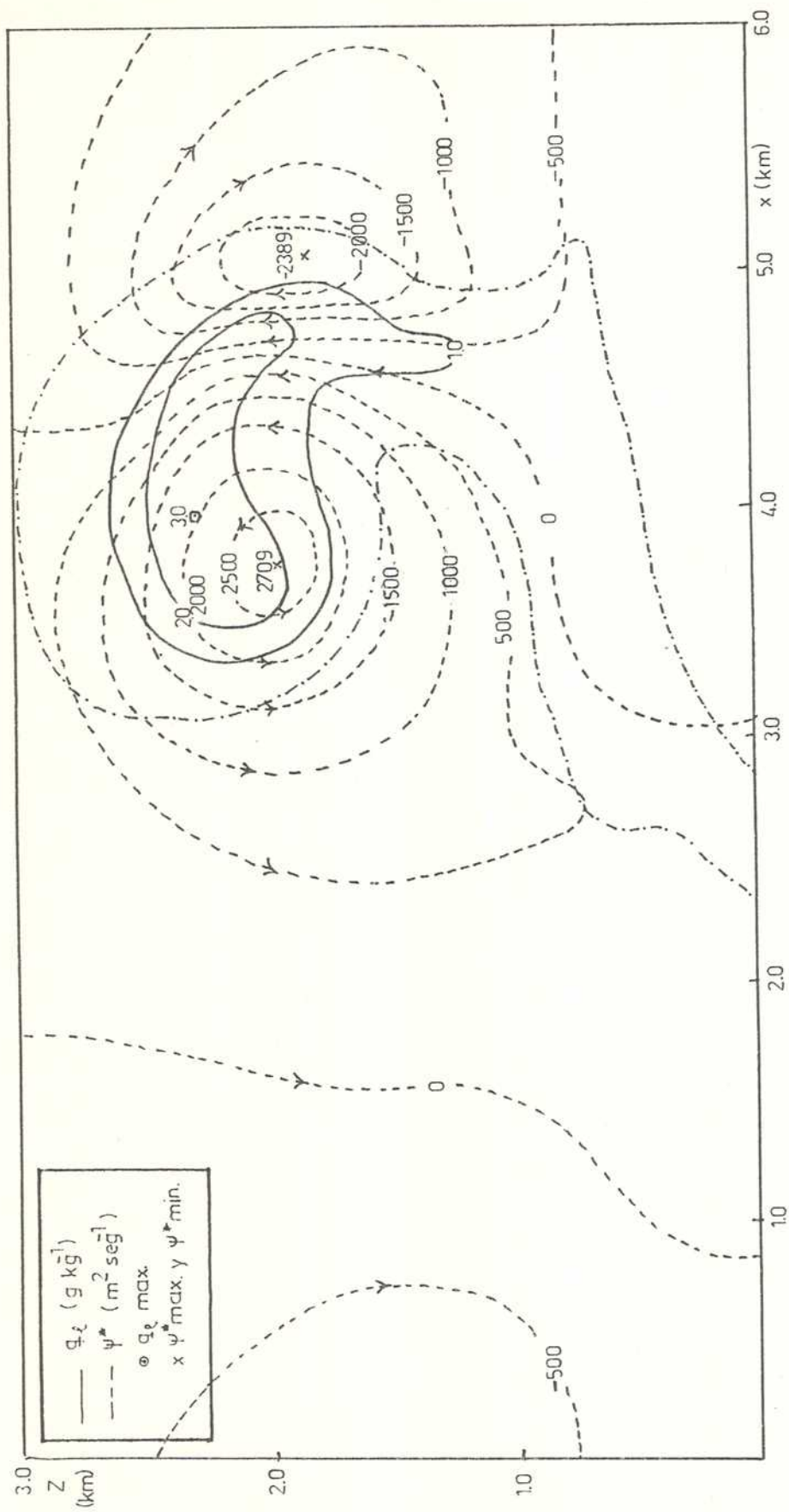


Fig. 110: Idem Fig. 86 pero al cabo de 25 min. de evolución (Exp. VJ3).

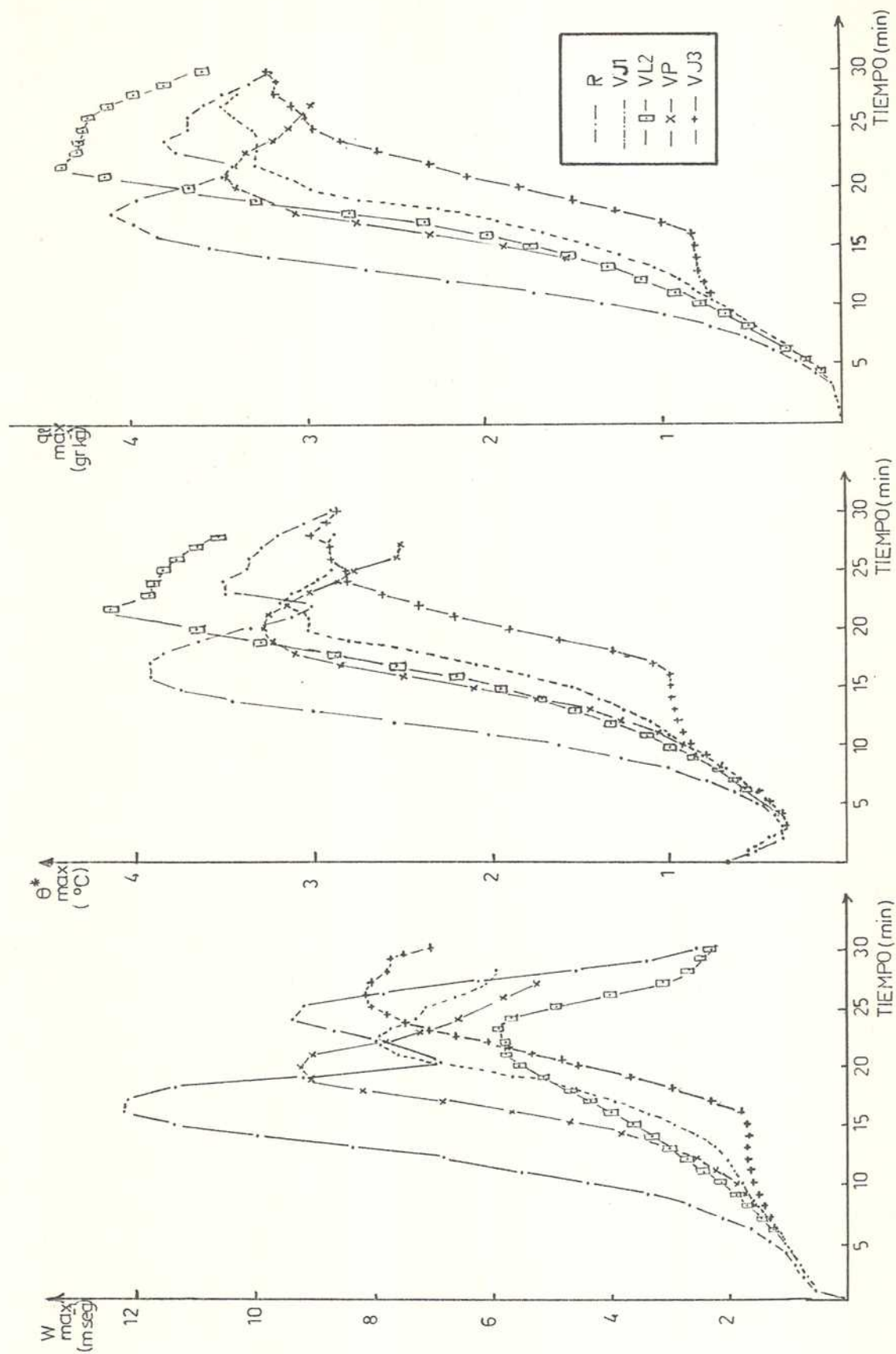


Fig. 111: Idem Fig. 96 pero en los experimentos R, VL2, VJ1, VJ3 y VP.

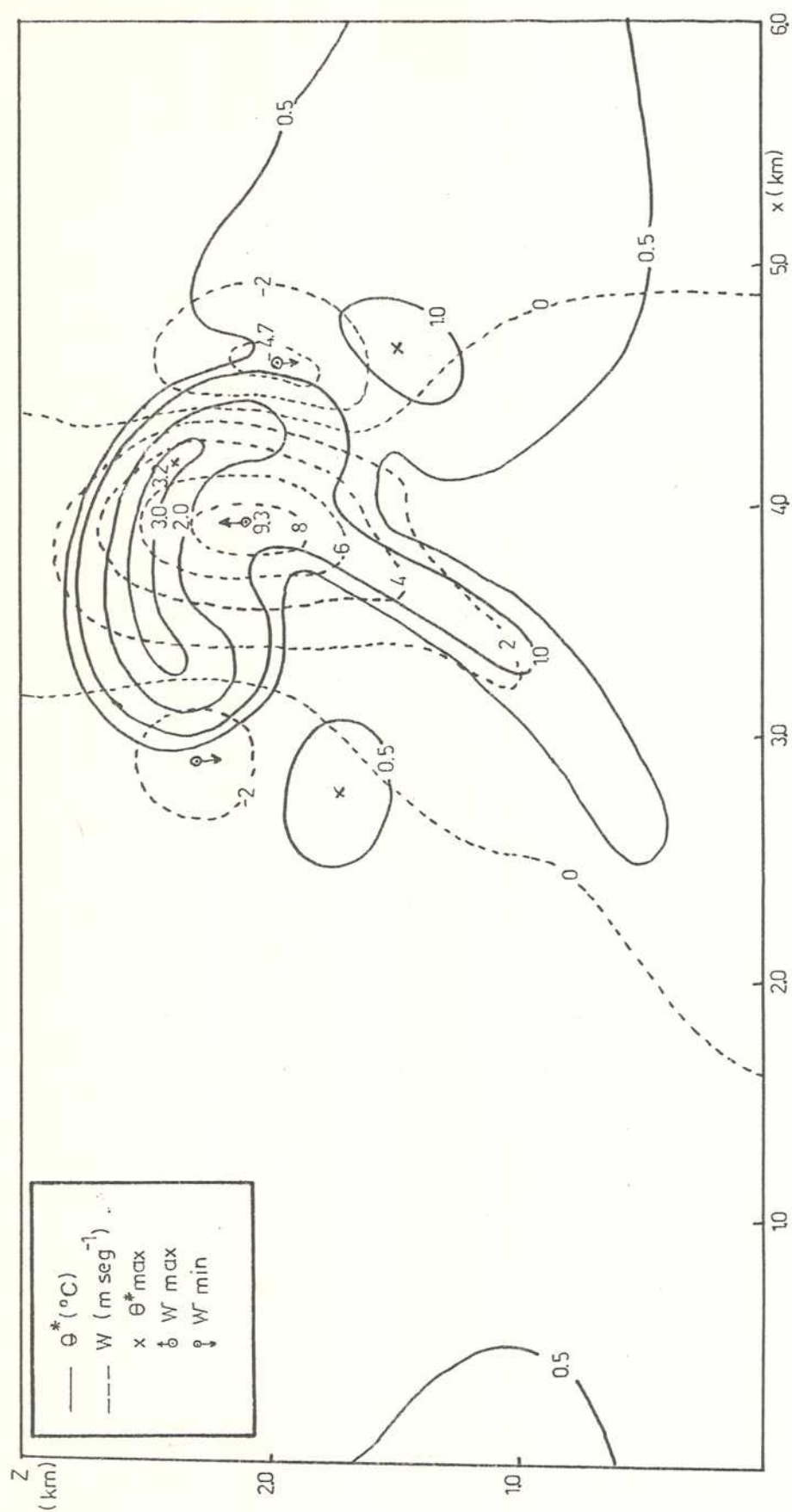


Fig. 112: Idem Fig. 85 pero al cabo de 20 min. de evolución (Exp. VP).



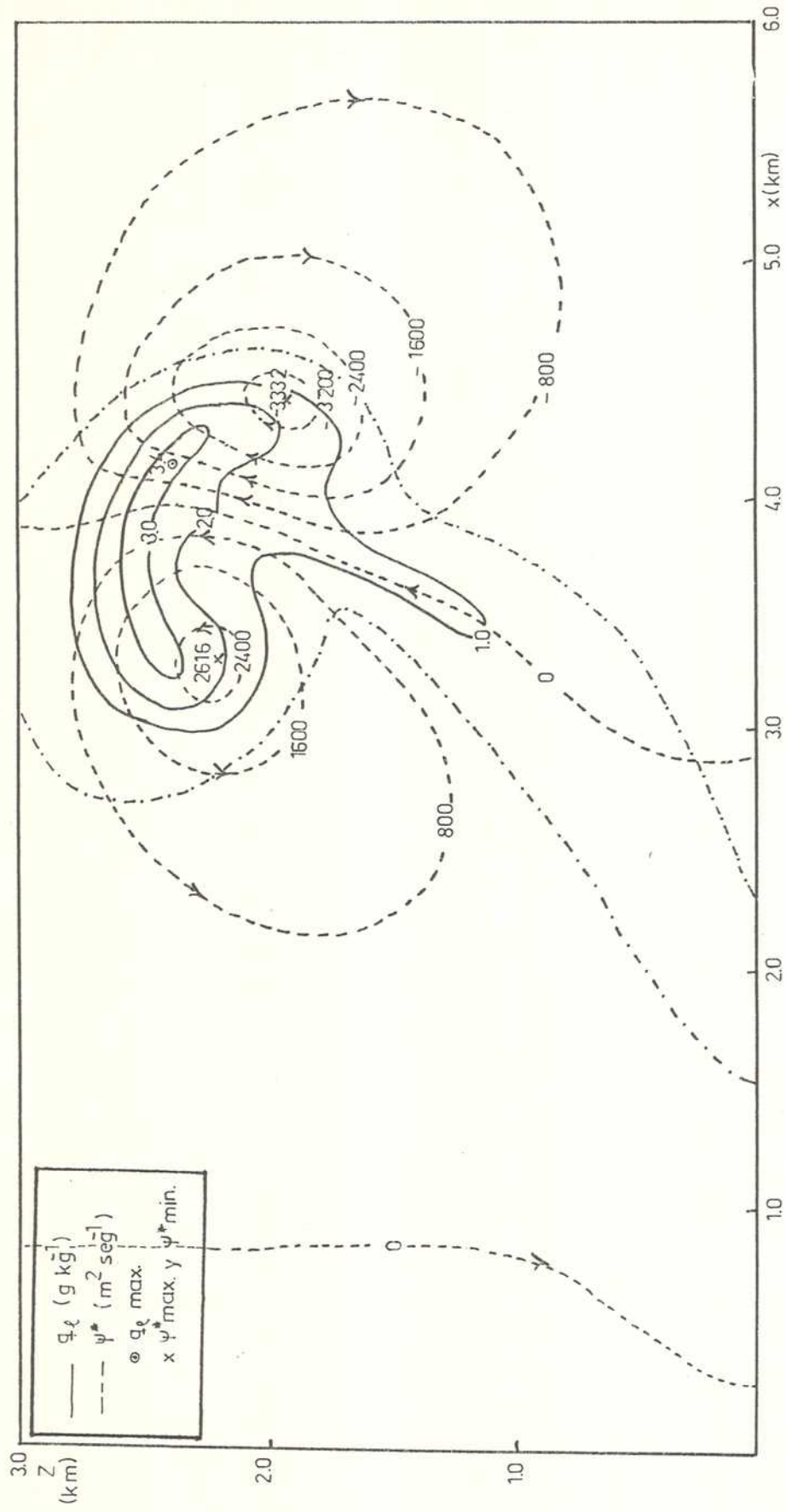


Fig. 113: Idem Fig. 86 pero al cabo de 20 min. de evolución (Exp. VP.).



(ver Fig. 101 y 102), no encontrándose diferencias significativas, con excepción de una circulación más intensa en el caso VP. Las Fig. 114 y 115 reproducen una circulación opuesta a la inicial en la capa inferior, y los campos se encuentran muy deformados por la presencia del tope superior. Los ejes de los distintos campos están menos inclinados en el caso VP que en el caso VJ1.

En la Fig. 111 se han incluido las curvas de evolución temporal, para los experimentos R, VL2 y VP. La presencia de valores mayores de  $\eta_0$  en el nivel en el que se inicia la condensación para VJ1 (ver Tabla 8), justifica la demora y la relativa inhibición de la convección respecto del caso VP. Comparando las curvas de  $W_{\text{máx}}$  para los casos VL2, VJ1 y VP, se observa que los perfiles tipo chorro y parabólico, siempre y cuando presenten un  $u_{\text{máx}}$  del orden de la mitad del  $u_{\text{máx}}$  del perfil lineal, tienen un efecto menos inhibitorio en la convección que en este último caso.

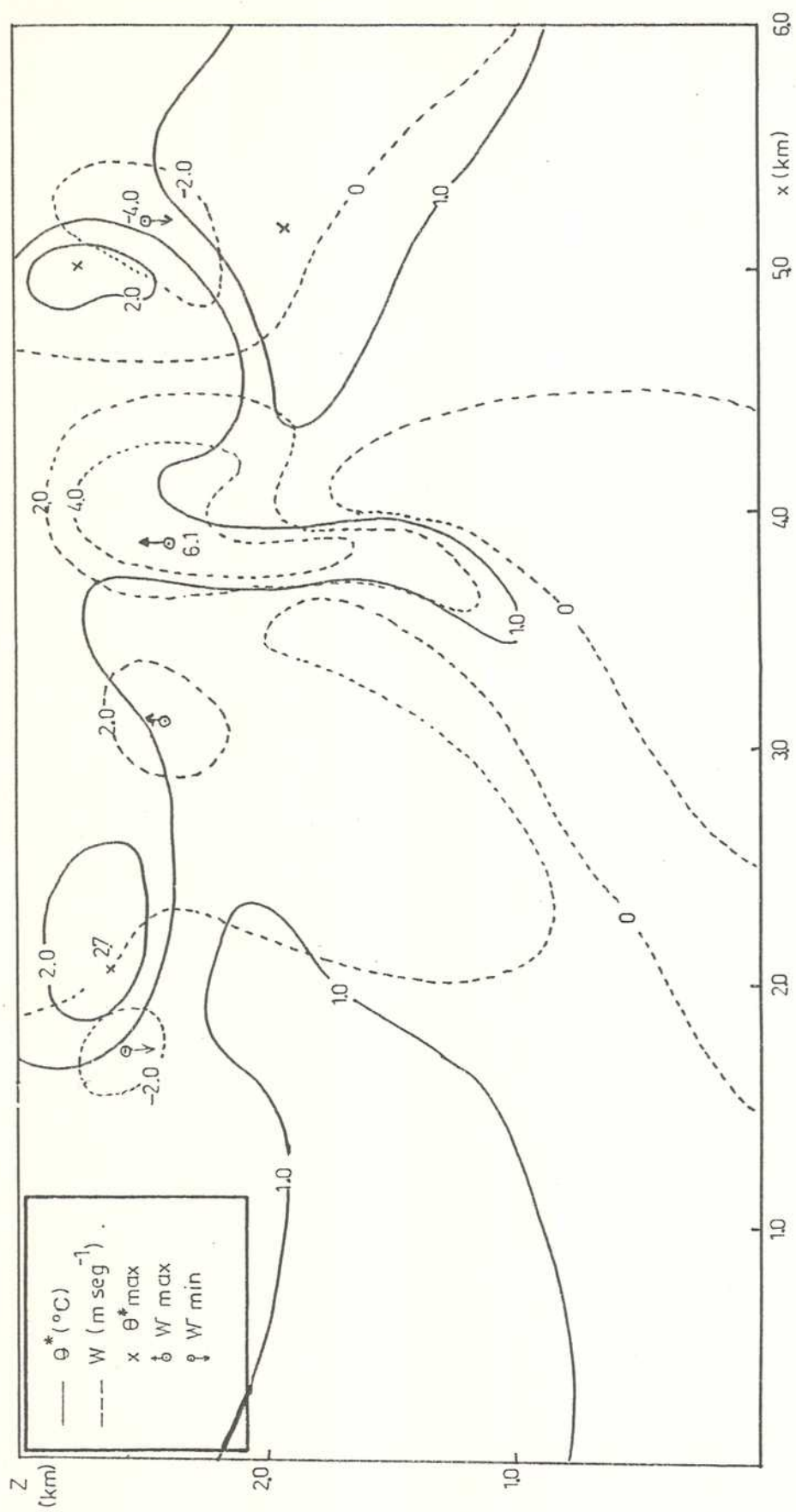


Fig. 114: Idem Fig. 85 pero al cabo de 25 min. de evolución (Exp. VP).

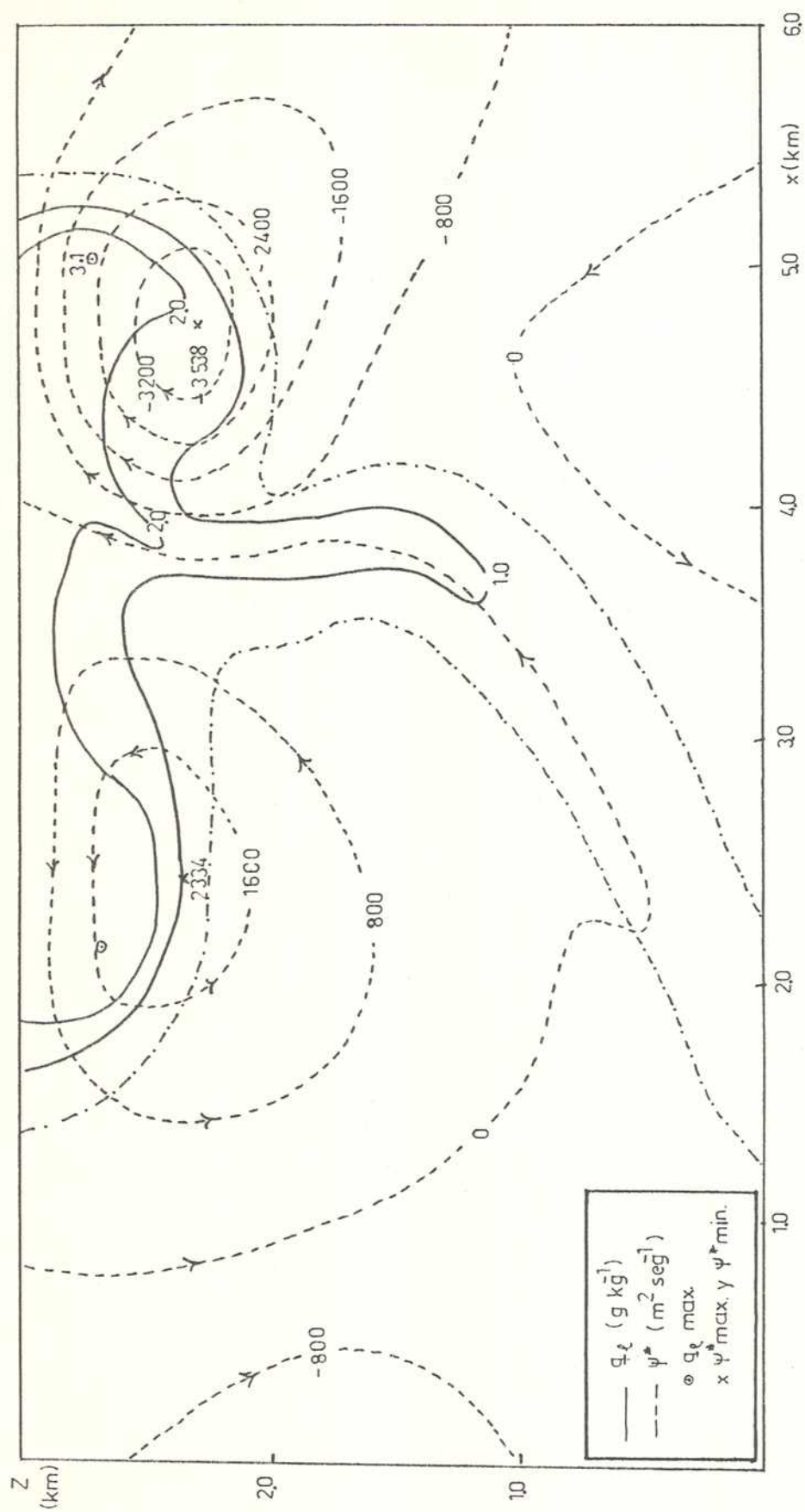


Fig. 115: Idem Fig. 86 pero al cabo de 25 min. de evolución (Exp. VP).

#### 4.2.2 Energética.

El análisis de los balances existentes entre las variaciones temporales de las energías específicas potencial y cinética y sus conversiones y disipaciones, constituye una forma complementaria a la utilizada en 4.2.1., de estudiar la dependencia del carácter del desarrollo de una nube convectiva, respecto de la cortante vertical del viento.

Un análisis de la ecuación de energía cinética perturbada  $E_k$  en (2.172) permite ver que el término  $C(E_p, E_k)$ , provee una primera contribución a los movimientos convectivos, a partir de un impulso inicial. Este término es el predominante en el caso de convección seca, cuando la generación de  $E_p$  por la liberación de calor latente en la condensación es nula. En los casos estudiados con atmósfera de referencia saturada, la nube se forma inmediatamente y el efecto del impulso inicial, si bien es el que posibilita la liberación de calor latente en la ascendente, es superado por la fuente energética básica, representada en las ecuaciones por  $G(E_p)$ .

##### i) Experimento con atmósfera de referencia en reposo.

En la Fig. 116, se han graficado los distintos términos de las ecuaciones de energía potencial, para el experimento R. Se observa que los valores de la conversión  $C(E_p, E_k)$ , no alcanzan a representar un 20% de la magnitud de  $G(E_p)$ . El 80% restante se invierte en el calentamiento de la atmósfera ( $\partial E_{pm}/\partial t$ ), que representa una forma de energía interna no disponible para la convección. A efectos de la conversión en  $E_k$ , interesa entonces analizar el comportamiento de las variaciones temporales de la proporción de  $G(E_p)$ , dada por  $G(E_{pk})$ , que posibilita la convección. Asimismo, interesa analizar las variaciones temporales de esa pequeña proporción de energía potencial,  $E_{pk}$ , que representa una desviación de la energía potencial respecto de su valor medio en el recinto (ecuación 2.179). Existe una relación entre el signo de  $E_{pk}$  y el de  $G(E_{pk})$  y la ubicación de la zona de máxima condensación y de máximo calentamiento, respecto del nivel medio del dominio. Tanto  $E_{pk}$  como  $G(E_{pk})$  son positivos, mientras estos máximos predominan en la mitad inferior del recinto y son negativos cuando lo superan. De ahí el cam-

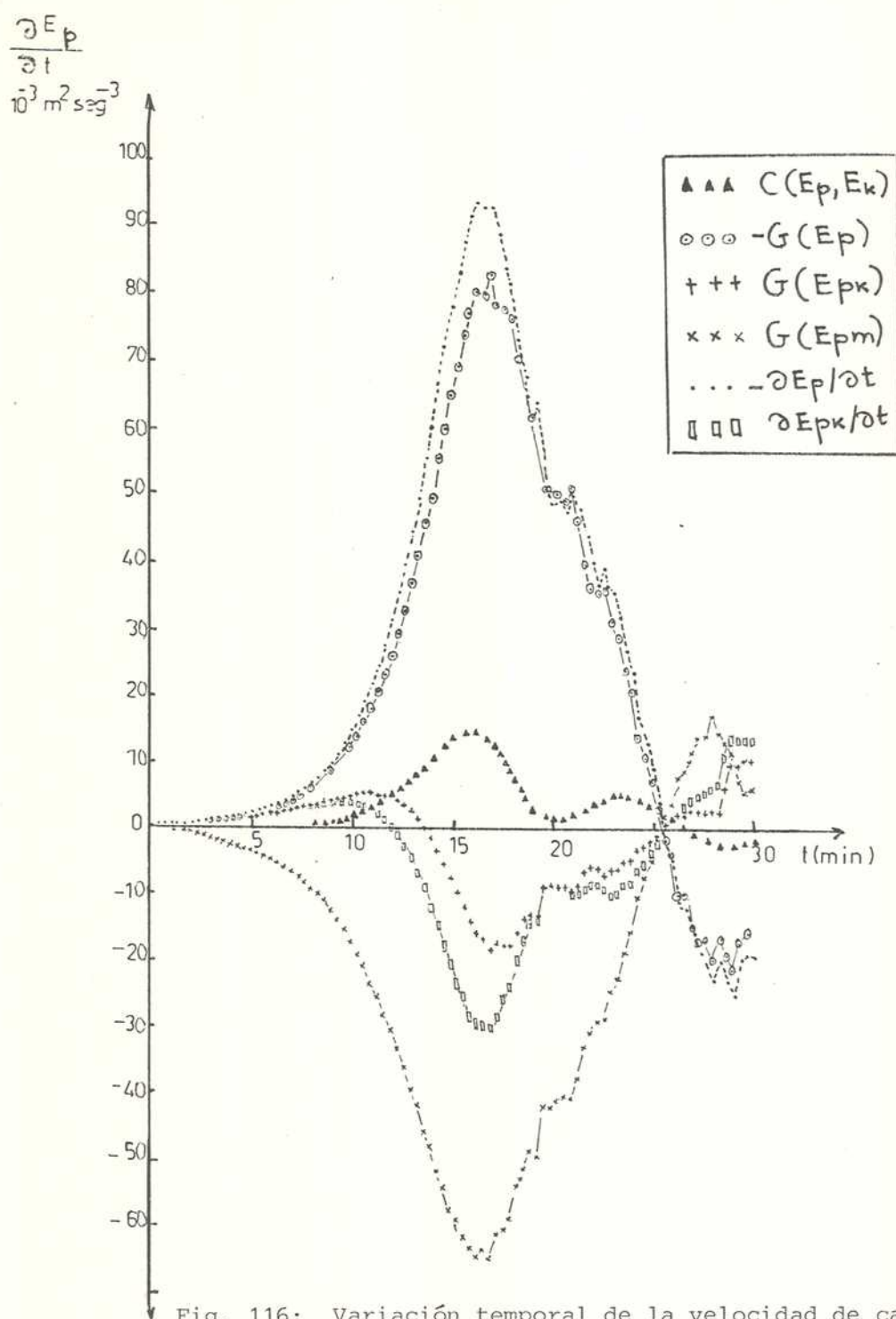


Fig. 116: Variación temporal de la velocidad de cambio de la energía potencial ( $\partial E_p / \partial t$ ) y de las conversiones de energía asociadas (Exp.R).

bio de signo en  $G(E_{pk})$  en la Fig. 116. Cuando los valores de  $G(E_{pk})$  se acercan a cero, después de alcanzar su valor mínimo, la condensación se está reduciendo y la convección decae. En la etapa activa del desarrollo  $G(E_{pk})$  positivo asegura un aumento de  $E_{pk}$ , por una mayor inestabilización de la capa, al aumentar más la temperatura en su parte inferior, aún cuando parte de esta energía se transforma en  $E_k$  a través del término  $C(E_{pk}, E_k)$ . Posteriormente, la liberación de calor latente comienza a prevalecer en la mitad superior del recinto ( $G(E_{pk}) < 0$ ), acercándose la convección alrededor de los 14 min., a la culminación de la etapa de desarrollo.  $E_{pk}$  disminuye porque se convierte en  $E_k$ , pero también acompaña al proceso de estabilización de la capa, que comienza a calentarse en su parte superior. Cuando el calentamiento en la parte superior predomina sobre el calentamiento en la parte inferior, es cuando la estratificación térmica tiende a estabilizarse y se hace efectivo el vuelco de la capa ("overturning"). A partir de allí el proceso de estabilización continúa más lentamente. Por su parte, la energía potencial media  $E_{pm}$  continúa aumentando al persistir el calentamiento medio de la capa, alcanzando su máxima variación cuando la nube alcanza el tope del recinto. Esta variación ha sido representada por la curva  $G(E_{pm})$ , en la Fig. 116. A su vez, la evaporación en los bordes de la nube comienza a predominar a partir de los 26 minutos, sobre la condensación, explicando los valores positivos tanto en  $G(E_{pm})$  como en  $G(E_{pk})$  en los últimos minutos del tiempo de integración. A partir de los 19 minutos se observa en las curvas un comportamiento más irregular, que se relaciona con la interferencia del borde superior. La disipación turbulenta de  $E_{pk}$  contribuye a un aumento de  $E_{pk}$  aunque su magnitud es comparativamente uno o dos ordenes de magnitud menor a los otros términos en (2.179).

En la Fig. 117 se han graficado para el mismo experimento, las curvas que describen los distintos términos de la ecuación de energía cinética perturbada  $E_k$  (ver (2,172)). En ausencia de viento inicial,  $\partial E_k / \partial t$  depende exclusivamente de la conversión  $C(E_p, E_k)$  y de la disipación turbulenta  $Dis(E_k)$ . La eficiencia de la conversión de  $E_p$  en  $E_k$  depende de la correlación existente entre  $W$  y  $\theta^*$  y de su distribución en la vertical.



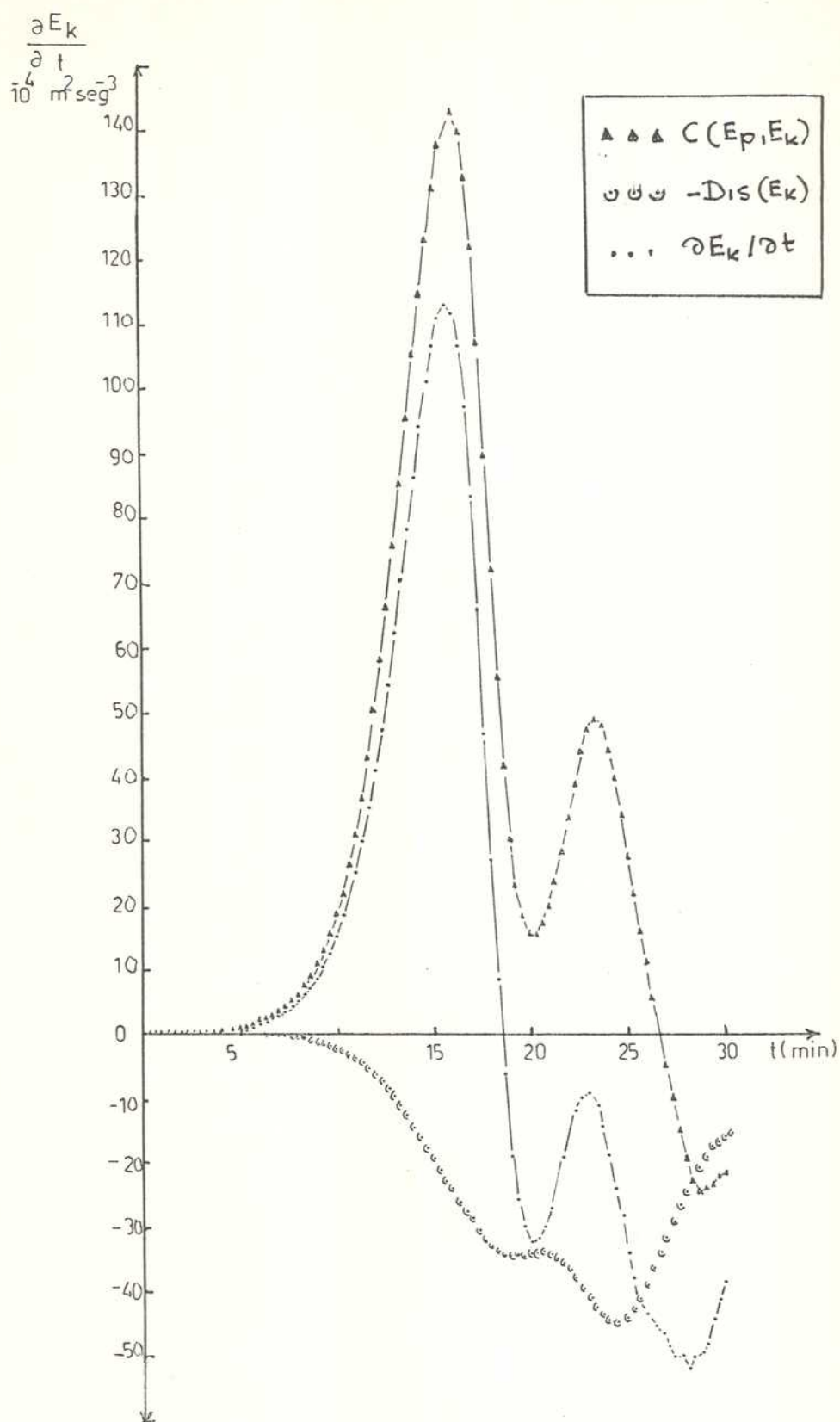


Fig. 117: Variación temporal de la velocidad de cambio de la energía cinética perturbada ( $\partial E_k / \partial t$ ) y de las conversiones de energía asociadas (Exp. R).

En la Fig. 118 se ha representado la variación temporal de la distribución vertical de la correlación  $\overline{W\theta^*}$  y de  $\overline{\theta^*}$ , para el experimento R. Es posible observar que el flujo vertical medio en la horizontal de calor sensible (proporcional a  $\overline{W\theta^*}$ ), aumenta con el tiempo durante la etapa de desarrollo. Su valor máximo se eleva simultáneamente con la elevación del máximo en la perturbación  $\overline{\theta^*}$ . Si se suma  $\frac{\partial \theta^*}{\partial z}$  a  $\frac{\partial \theta}{\partial z}_0$ , se observa una tendencia a una disolución de la estratificación inestable en la capa inferior, persistiendo la inestabilidad en una capa de poco espesor próxima al límite superior.

En la Fig. 117 se observa que la variación de  $E_k$  acompaña a la de  $C(E_p, E_k)$ , aunque sus valores son menores debido a la contribución negativa progresivamente mayor en el tiempo, dada por la disipación  $\text{Dis}(E_k)$ . Los términos turbulentos fuerzan una disminución de  $E_k$  a partir de los 19 minutos, predominando a partir de este tiempo, la conversión de energía cinética perturbada en energía turbulenta sobre la conversión de energía potencial en cinética perturbada. A partir de los 26 min.  $C(E_p, E_k)$  se torna negativo, lo cual es coherente con el sentido del flujo de calor sensible que predomina a partir de este tiempo y que se observa en la Fig. 118. Los valores máximos de este flujo de calor negativo, son de menor magnitud que la del flujo positivo anterior. La disipación  $\text{Dis}(E_k)$  aumenta hasta alcanzar un máximo, cuando  $C(E_p, E_k)$  comienza a disminuir en forma definida.

- ii) Experimentos comparativos con perfiles lineales (VL1, VL2, VL3 y VL4).

En la Fig. 119 se han graficado los distintos términos de las ecuaciones que describen las variaciones  $\partial E_p / \partial t$ ,  $\partial E_{pk} / \partial t$  y  $\partial E_{pm} / \partial t$  para el caso VL1. No se observan diferencias significativas respecto de la Fig. 116. Sin embargo en el apartado anterior, al analizar la Fig. 96, se han encontrado valores extremos de  $\theta^*$  y de  $q_l$  superiores en los experimentos VL1 y VL2, respecto de los que corresponden al caso R. Se da como posible explicación la siguiente: mientras la condensación no es prácticamente reducida por efecto de la cortante débil a moderada, ésta fundamentalmente demora el desarrollo y lo amortigua en parte, al reducir la correlación entre  $W$  y  $\theta^*$ . La condensación de va-

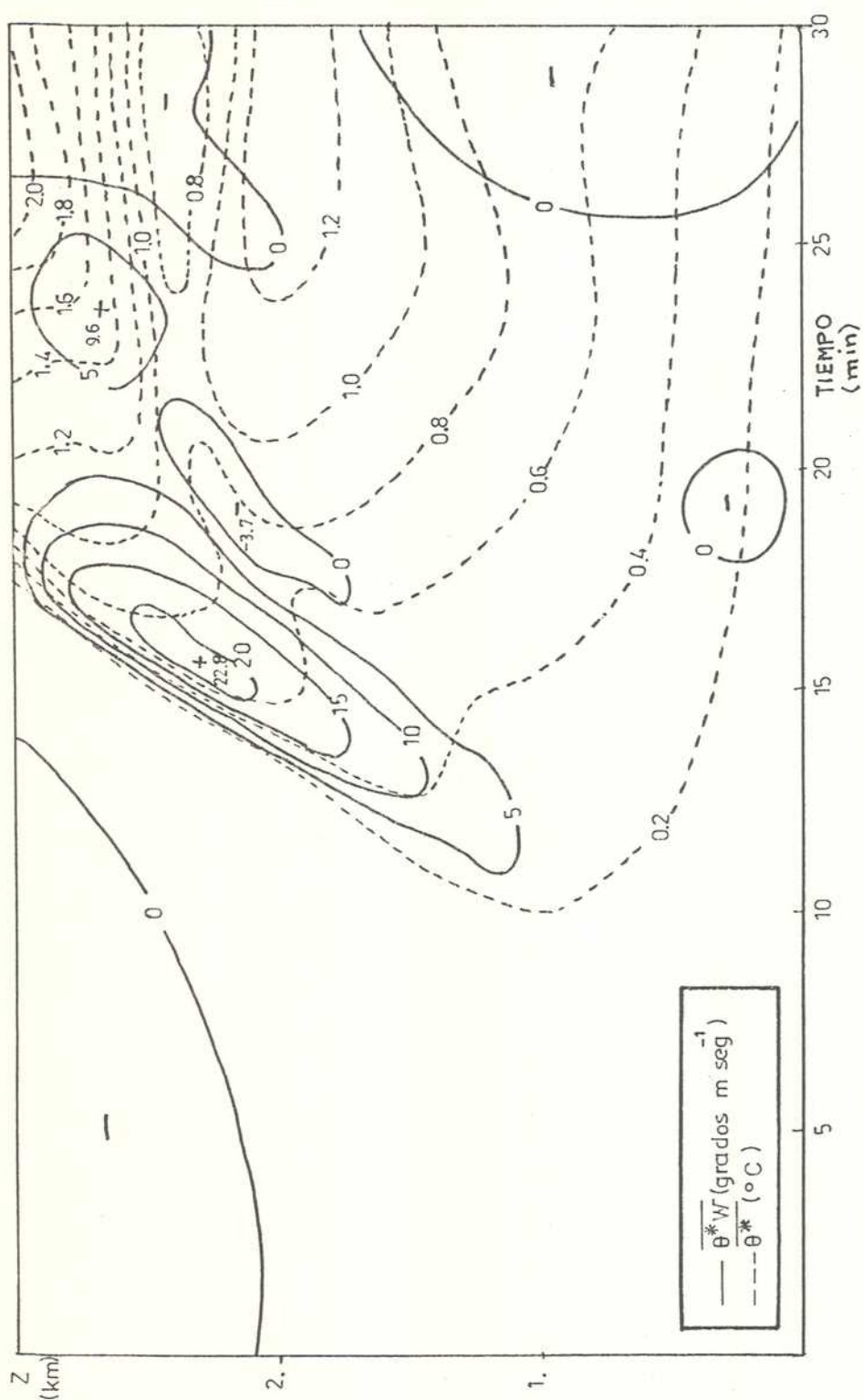


Fig. 118: Corte vertical temporal de la correlación  $\overline{\theta^* w}$  y del calentamiento medio en la horizontal  $\overline{\theta^*}$  (Exp. R).

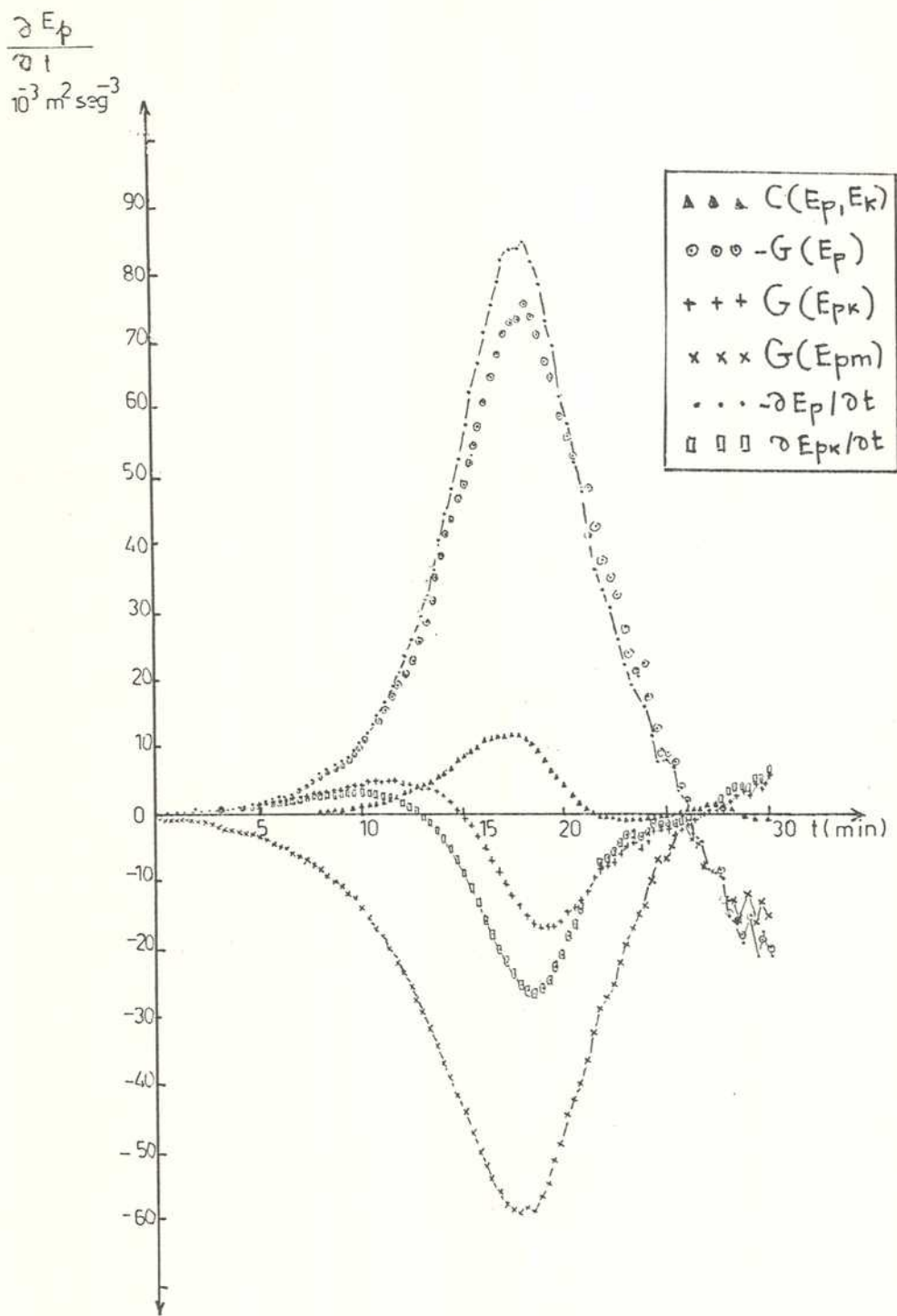


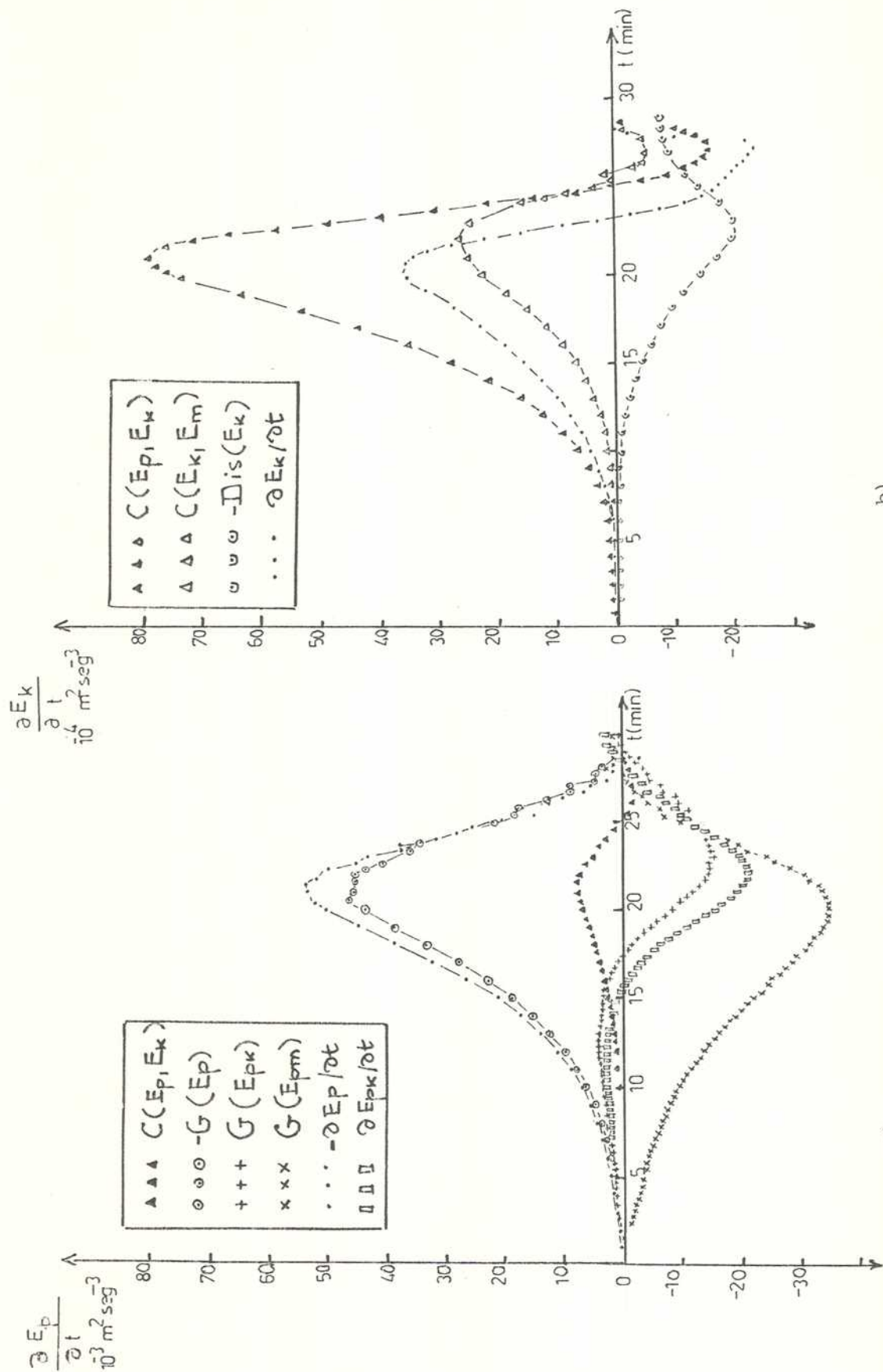
Fig. 119: Idem Fig. 116 pero en el experimento VL1.

por de agua tiene lugar en la ascendente durante un tiempo mayor posibilitando la generación de una mayor cantidad de energía potencial  $E_{pk}$ , que se convierte menos en energía cinética  $E_k$ , a causa de la cortante. De esta manera es posible que se alcancen, lejos de los bordes de la nube donde la difusión de propiedades es mayor, valores máximos más elevados de  $\theta^*$  y de  $q_l$ , respecto del caso R. En el experimento VL2 los valores de  $G(E_{pk})$  integrados sobre toda la etapa de desarrollo (Fig. 120a) indican el mismo comportamiento que en el caso VL1, mientras que se reducen aún más los valores de  $C(E_p, E_k)$ , respecto de los encontrados en el caso R.

Este resultado se confirma con la variación temporal de la distribución vertical de  $W\theta^*$  representada en la Fig. 121 para el experimento VL2. Se encuentra que los máximos de  $\overline{W\theta^*}$  son inferiores a los correspondientes al caso R. No se encuentra ni un calentamiento medio mayor de la capa ni valores máximos de  $\overline{\theta^*}$  mayores en los casos con cortante débil a moderada (Fig. 121). Por lo tanto, estos valores elevados de  $\theta_{m\acute{a}x}^*$  y  $q_{lm\acute{a}x}$  están localizados en el núcleo caliente de la nube, en la etapa en que ésta se encuentra próxima al borde superior. Este hecho los asocia con posibles interferencias debidas a este límite.

El comportamiento de los máximos de  $\theta^*$  y de  $q_l$  en el caso VL3 (ver Fig. 96), indica un debilitamiento respecto del caso R. La curva que da la variación temporal de  $G(E_{pk})$  correspondiente al caso VL3 ha sido dibujada en la Fig. 122a. Se encuentra que el máximo negativo en esta curva, que depende fundamentalmente de la máxima condensación, cuando la nube se halla próxima al borde superior, se ha reducido más significativamente que en los otros experimentos, indicando un debilitamiento de la condensación en presencia de cortante moderada. Por su parte, en el caso VL4, el agua que condensa en la ascendente en un ambiente con cortante intensa, es arrastrada fuera de la misma, evaporando en una gran proporción. Si bien  $C(E_p, E_k)$  también se reduce notablemente, la gran disminución de la condensación es decisiva en limitar el calentamiento y los valores de  $q_{lm\acute{a}x}$  (ver Fig. 123a).

Se comparan a continuación los distintos términos de la ecuación que describe la variación temporal de la energía cinética  $E_k$  para los



b)

a)

Fig. 120: a) Idem Fig. 116 pero en el experimento VL2.

b) Idem Fig. 117 " " " " VL2.



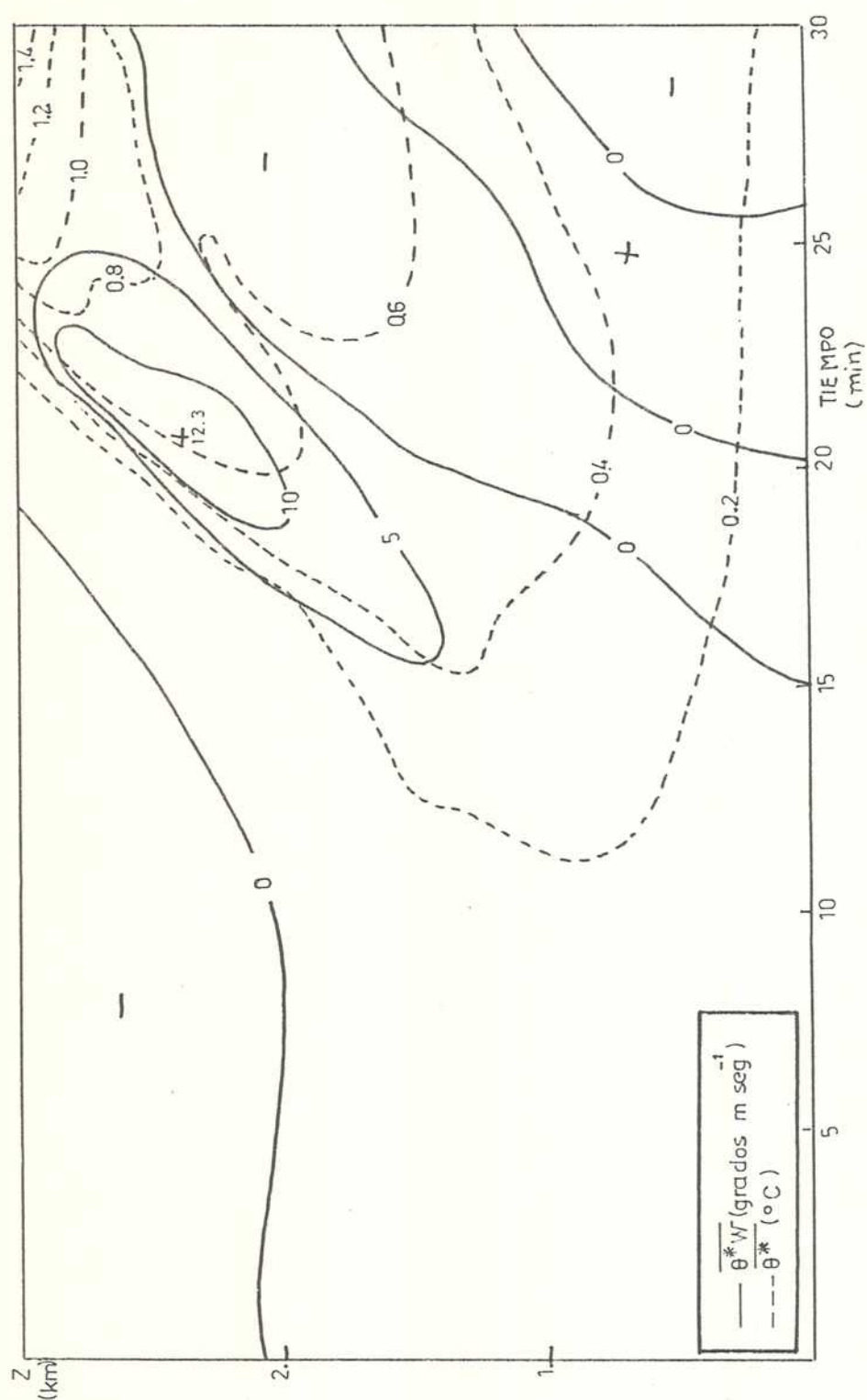


Fig. 121: Idem Fig. 118 pero en el experimento VL2.

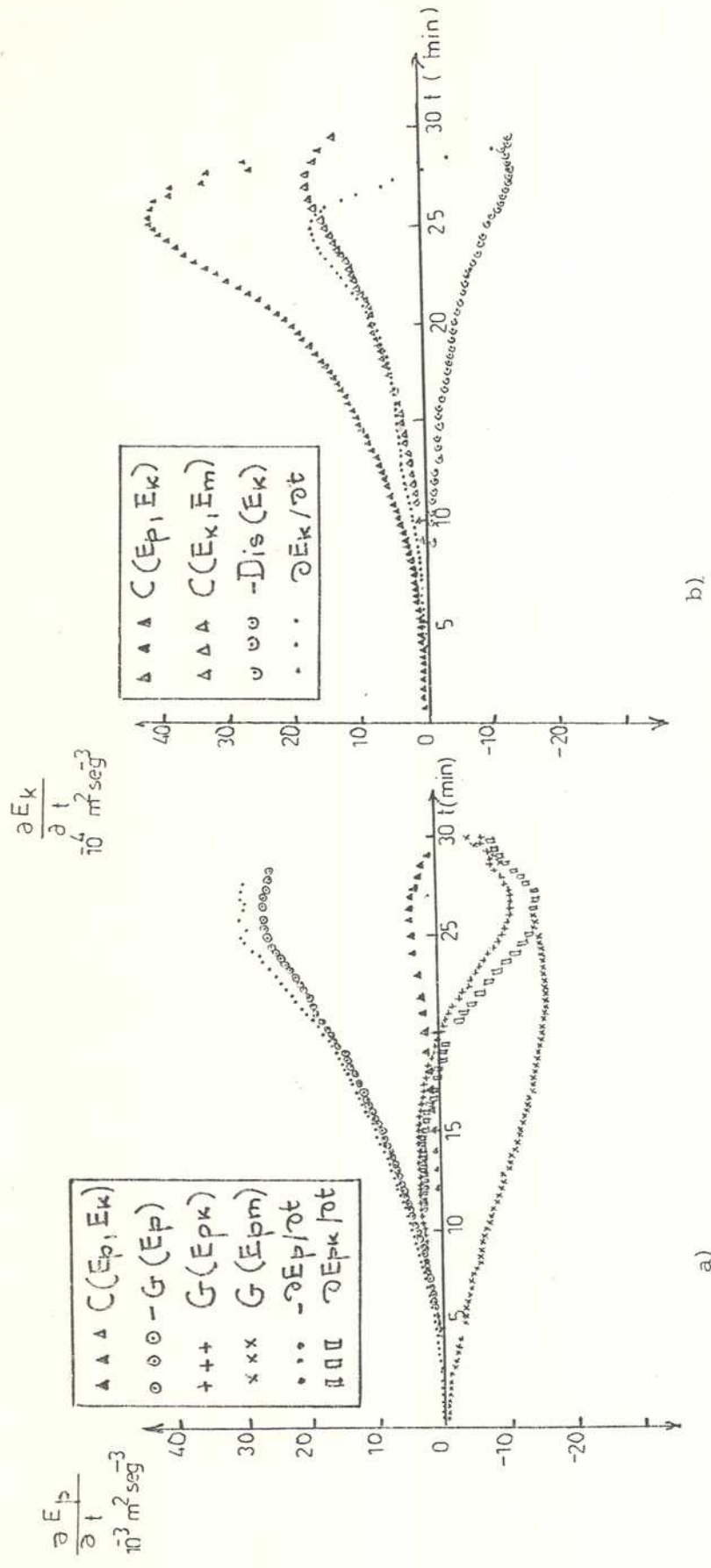


Fig. 122: a) Idem Fig. 116 pero en el experimento VL3.  
b) Idem Fig. 117 pero en el experimento VL3.

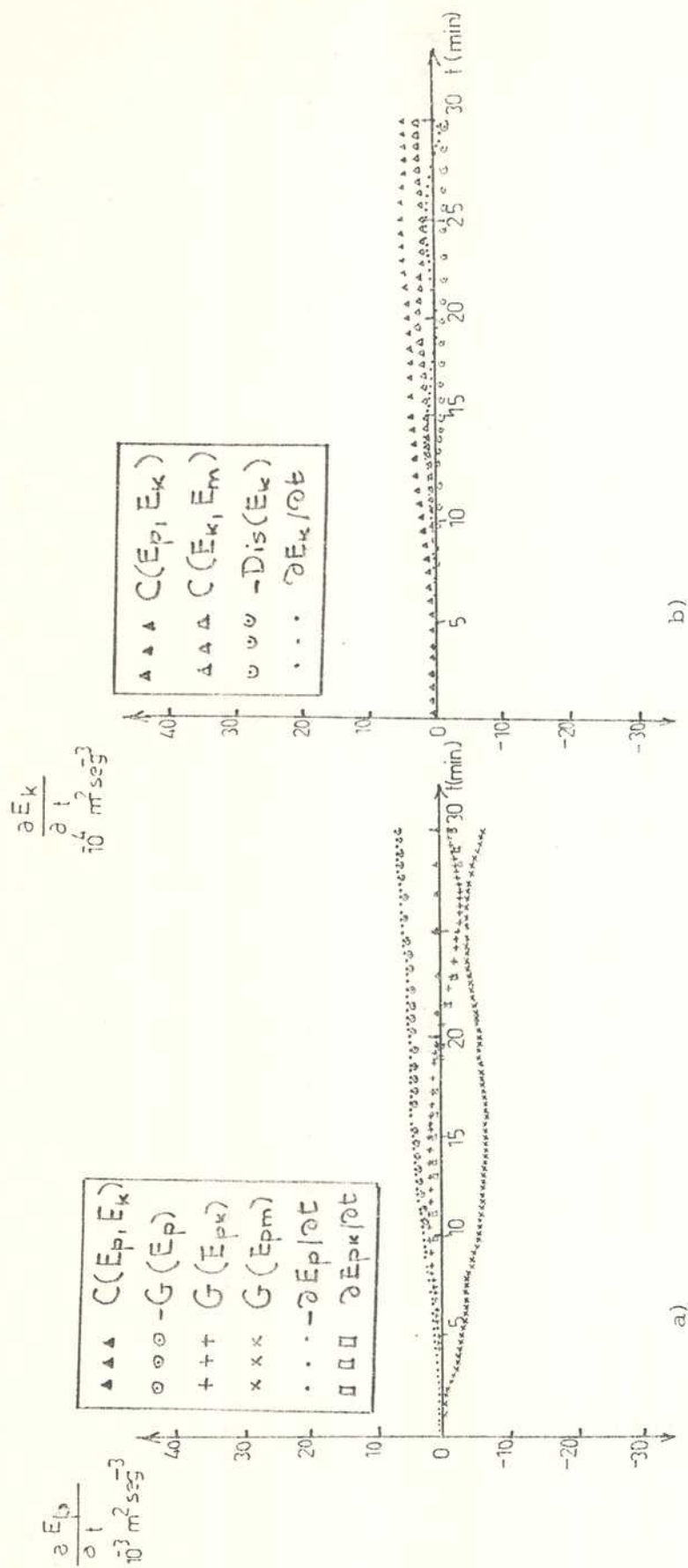


Fig. 123: a) Idem Fig. 116 pero en el experimento VL4.

b) Idem Fig. 117 " " " " " "

distintos experimentos VL1 a VL4, que han sido representados en las Fig. 120b, 122b, 123b y 124. Respecto del caso R la presencia de una cortante vertical del viento, introduce la contribución de la conversión  $C(E_k, E_m)$  a la variación  $\partial E_k / \partial t$ . En estas figuras, interesa comparar los valores de dicha conversión. Se encuentra que en todos los casos es positiva, confirmando los resultados de otros autores para convección bidimensional, con atmósfera de referencia saturada (Asai, 1964). Al aumentar la cortante desde un valor correspondiente a cortante débil (caso VL1),  $C(E_k, E_m)$  aumenta alcanzando un máximo para una cortante moderada de  $3 \times 10^{-3} \text{ seg}^{-1}$  (caso VL2), y luego disminuye para cortantes más intensas. Si se compara el valor del cociente  $C(E_k, E_m) / C(E_p, E_k)$  se encuentra en cambio que su valor aumenta, siendo igual a 0,12 para VL1; 0,33 para VL2; 0,41 para VL3, estacionándose en el mismo valor para VL4, caso en el cual el régimen convectivo no activo, se caracteriza por valores muy reducidos de  $C(E_p, E_k)$ . Este resultado indica que el efecto inhibitorio de la cortante, representado por una conversión positiva  $C(E_k, E_m)$ , aumenta al aumentar la magnitud de dicho factor, para convección no profunda bidimensional activa, cuando la cortante no varía con la altura.

Respecto de la magnitud de  $\text{Dis}(E_k)$ , es siempre positiva y se reduce al aumentar la cortante, dependiendo fundamentalmente de la magnitud de las perturbaciones de la vorticidad. Su valor máximo se verifica poco después de que  $C(E_p, E_k)$  alcanza su valor máximo. Su magnitud es comparable a la de la conversión  $C(E_k, E_m)$  y representa un 25% de  $C(E_p, E_k)$ , oponiéndose ambos términos al crecimiento de la  $E_k$ . A partir del momento en que la suma de estas dos contribuciones iguala a la  $C(E_p, E_k)$ , la  $E_k$  comienza a disminuir, significando que la convección comienza a decaer.

En la Fig. 125 se presentan las curvas de evolución temporal de la  $E_k$ , para los distintos experimentos. Se observa que a medida que aumenta la cortante, se reducen los valores de  $E_k$  y se prolonga el tiempo de duración de la etapa de desarrollo de la convección. En el caso VL4 los valores de  $E_k$  son más de un orden de magnitud menor que en el caso VL2, encontrándose que  $E_k$  en el caso VL4 se ha reducido en un 98% res-

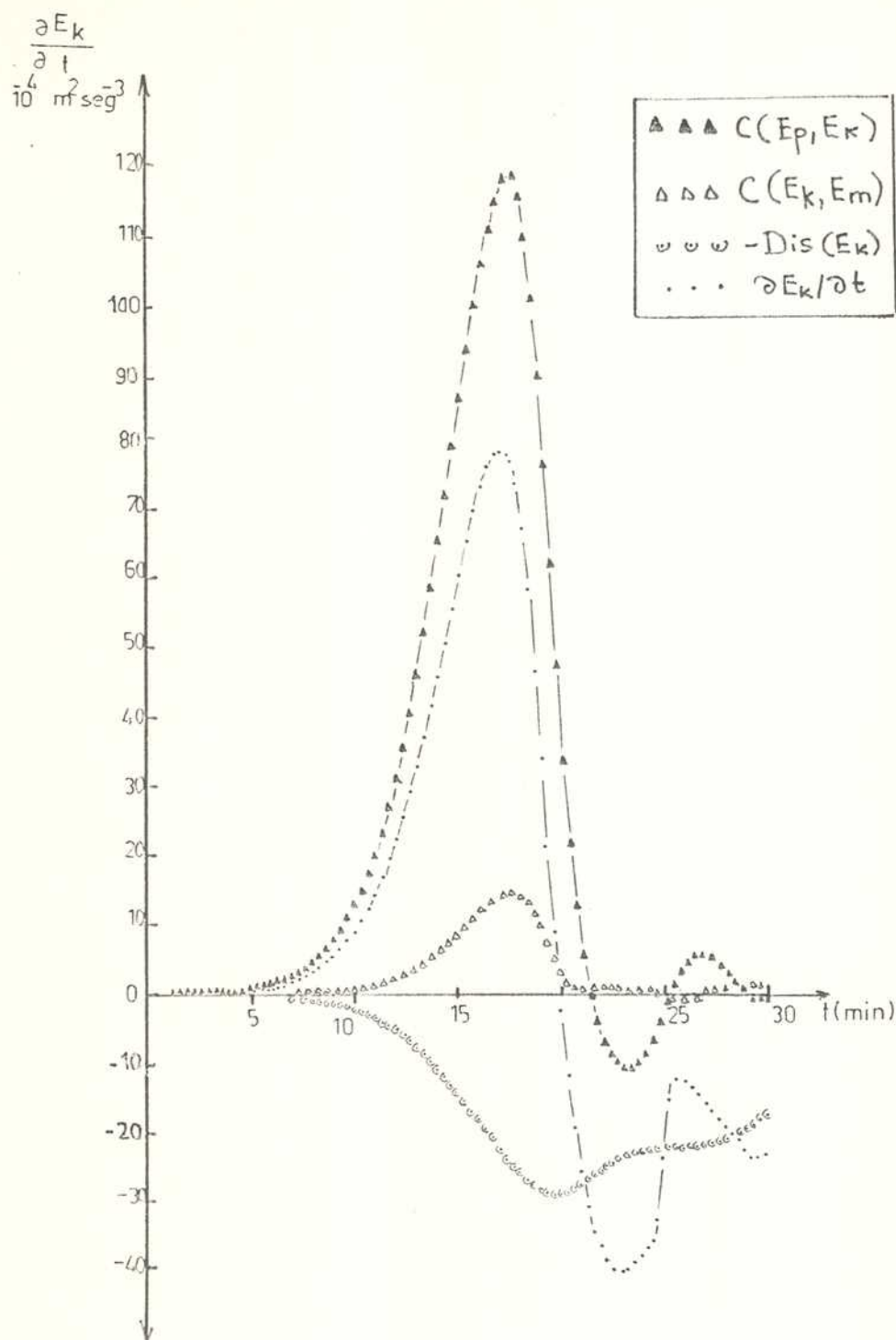


Fig. 124: Idem Fig. 117 pero en el experimento VL1.

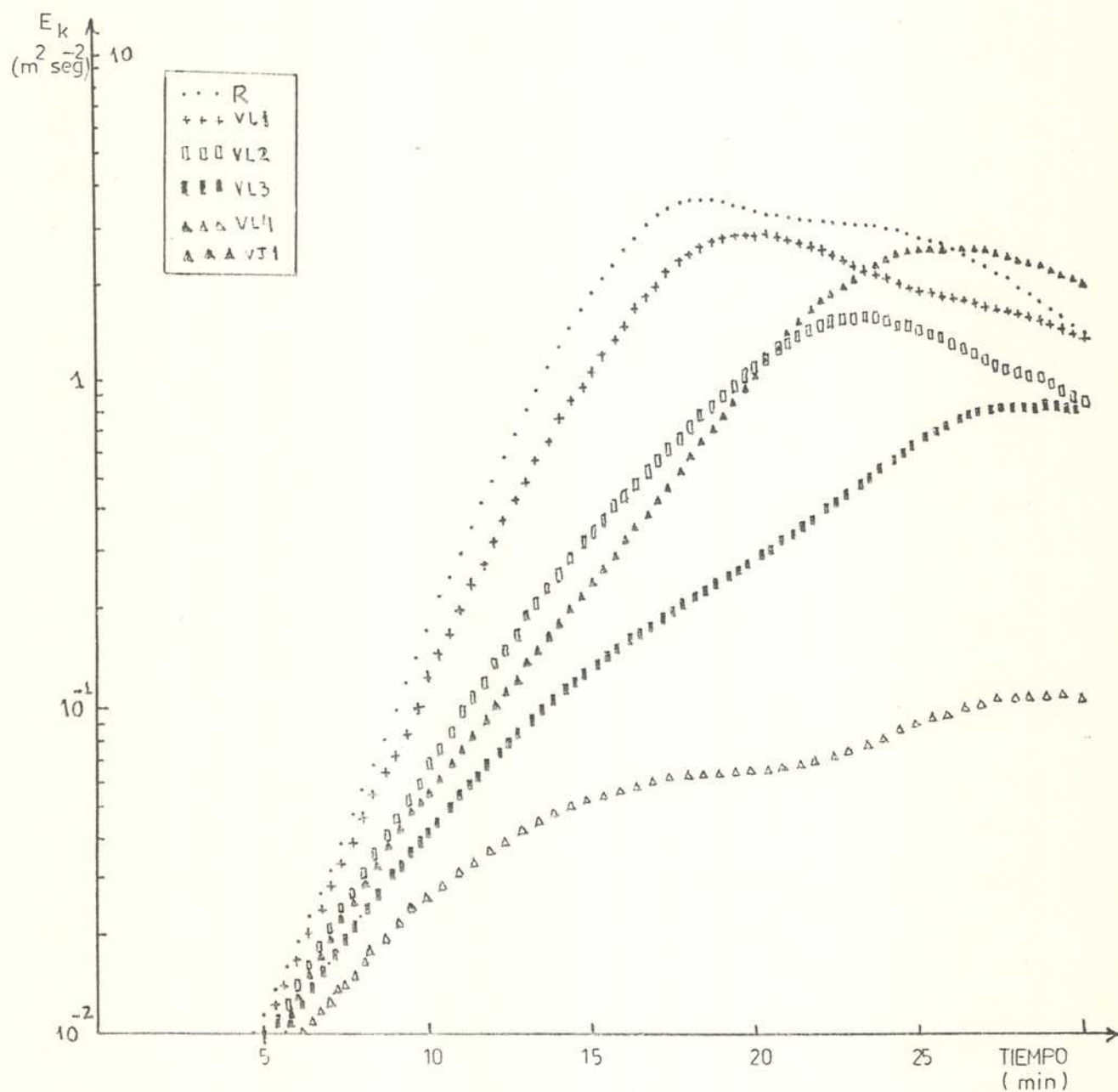


Fig. 125: Evolución temporal de la energía cinética perturbada específica ( $E_k$ ) en los experimentos R, VL1, VL2, VL3, VL4, y VJ1.



pecto del caso R.

- iii) Experimentos lineal y tipo chorro (VL1 y VJ1) con igual valor de  $\langle u_0 \rangle$ .

En la Fig. 126a y 126b se han trazado las curvas de la evolución en el tiempo de la velocidad de variación de  $E_p$  y de  $E_k$ , y los términos de la derecha de las ecuaciones (2.172), (2.178) y (2.179) para el experimento VJ1. Si se comparan los tiempos de ocurrencia de los máximos, en las curvas del caso VJ1 respecto de las de VL1, resulta evidente una demora en el primer caso. Se obtiene por una parte que la conversión  $C(E_p, E_k)$  es notablemente menor en el caso VJ1, siendo las otras contribuciones a  $\partial E_{pk}/\partial t$  de un orden similar en ambos casos (Fig. 126a). Por otra parte, un análisis de la Fig. 126b, revela la existencia de valores positivos notablemente menores y valores negativos de  $C(E_k, E_m)$ , ya en la etapa de culminación del desarrollo y en la decadencia de la convección. Estos valores, posibilitan que  $E_k$  continúe aumentando en un intervalo de tiempo más largo que en el caso VL1. En la Fig. 125 se observa que si bien existe una demora en alcanzar el máximo en  $E_k$ , su valor difiere sólo ligeramente del obtenido en VL1. Se adjudica la disminución de  $C(E_p, E_k)$  a los mayores valores de la cortante vertical en la mitad inferior del recinto, presentes en el caso VJ1.

- iv) Experimentos comparativos con perfil tipo chorro simétrico y asimétrico respectivamente.

Se ha graficado la evolución en el tiempo de las variaciones temporales de las distintas formas de integrales de energía, para el experimento VJ3 en las Fig. 127a y 127b. Se observa que las curvas son similares en los valores extremos, existiendo un desfase de alrededor de 3 min. entre ambos, que responde en el caso VJ3 a una etapa más larga de iniciación de la convección. Este desfase es debido a los valores de la cortante vertical en capas bajas, más elevados en el caso VJ3 (Tabla 9). En la Fig. 128 se ha graficado la evolución temporal de la  $E_k$  para ambos experimentos. También en esta figura se verifica un desfase en el tiempo en que se alcanzan los máximos, si bien éstos presentan valores similares.

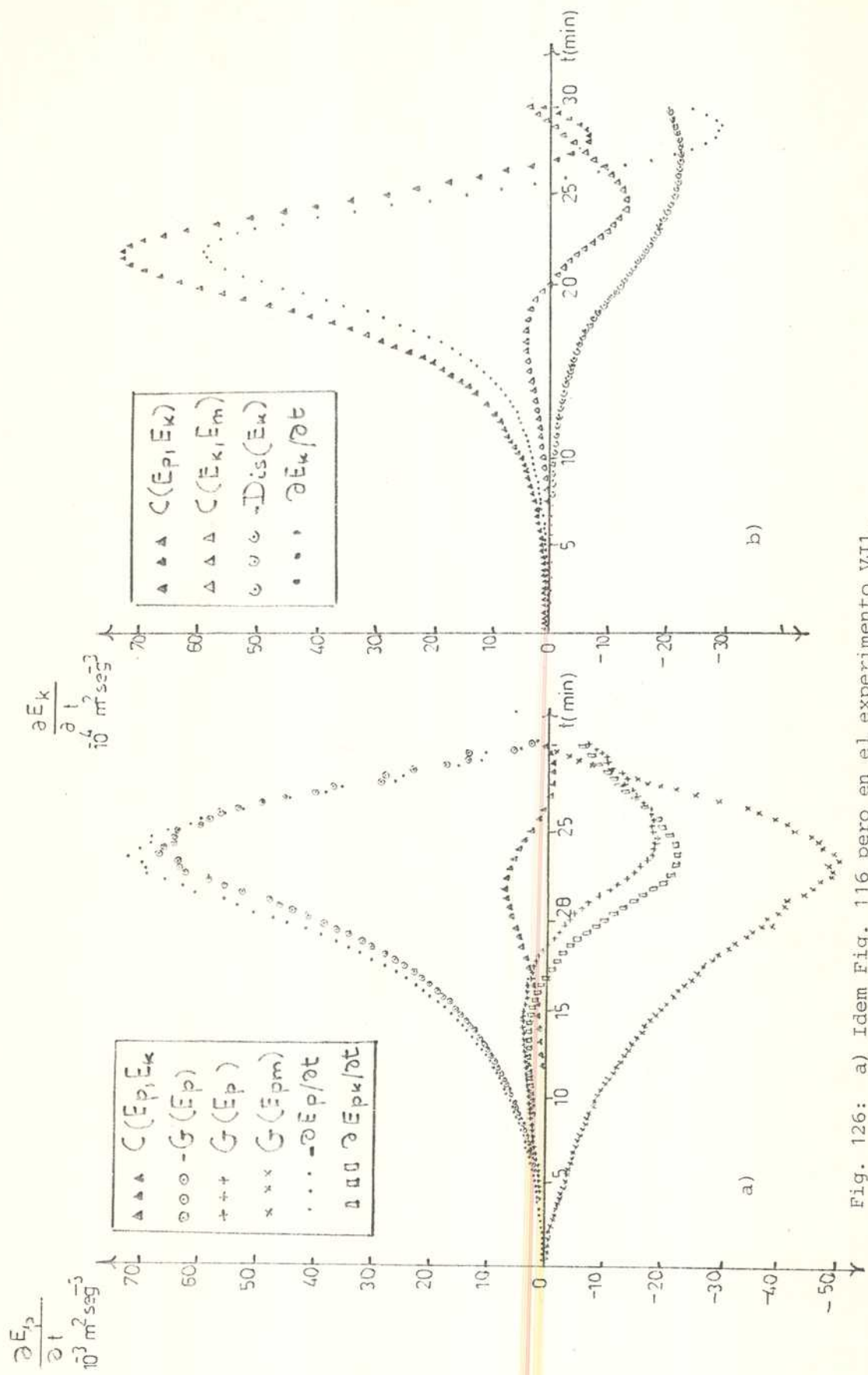


Fig. 126: a) Idem Fig. 116 pero en el experimento VJ1.

b) Idem Fig. 117 " " " " " "

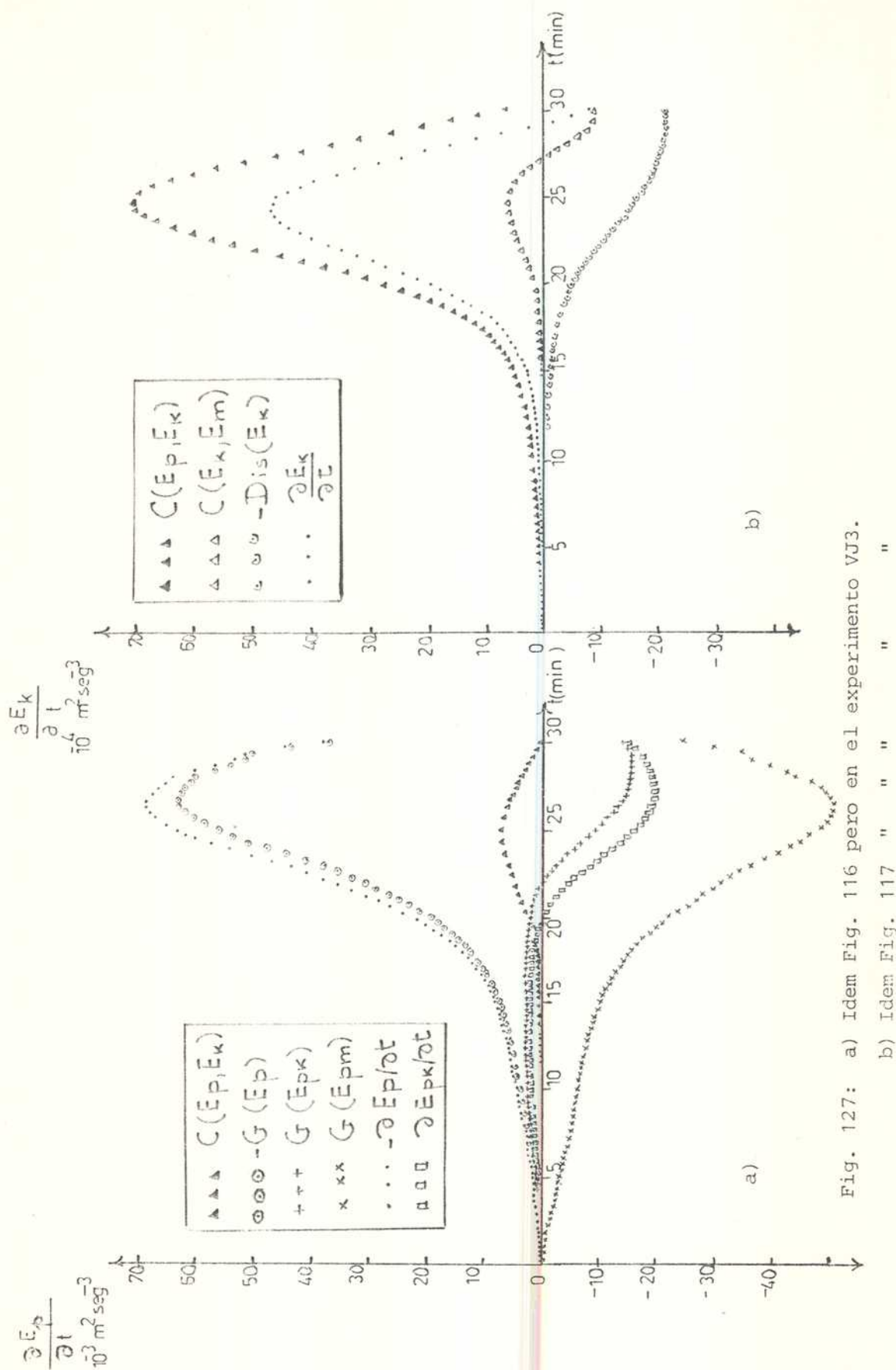


Fig. 127: a) Idem Fig. 116 pero en el experimento VJ3.

b) Idem Fig. 117 " " " " " "

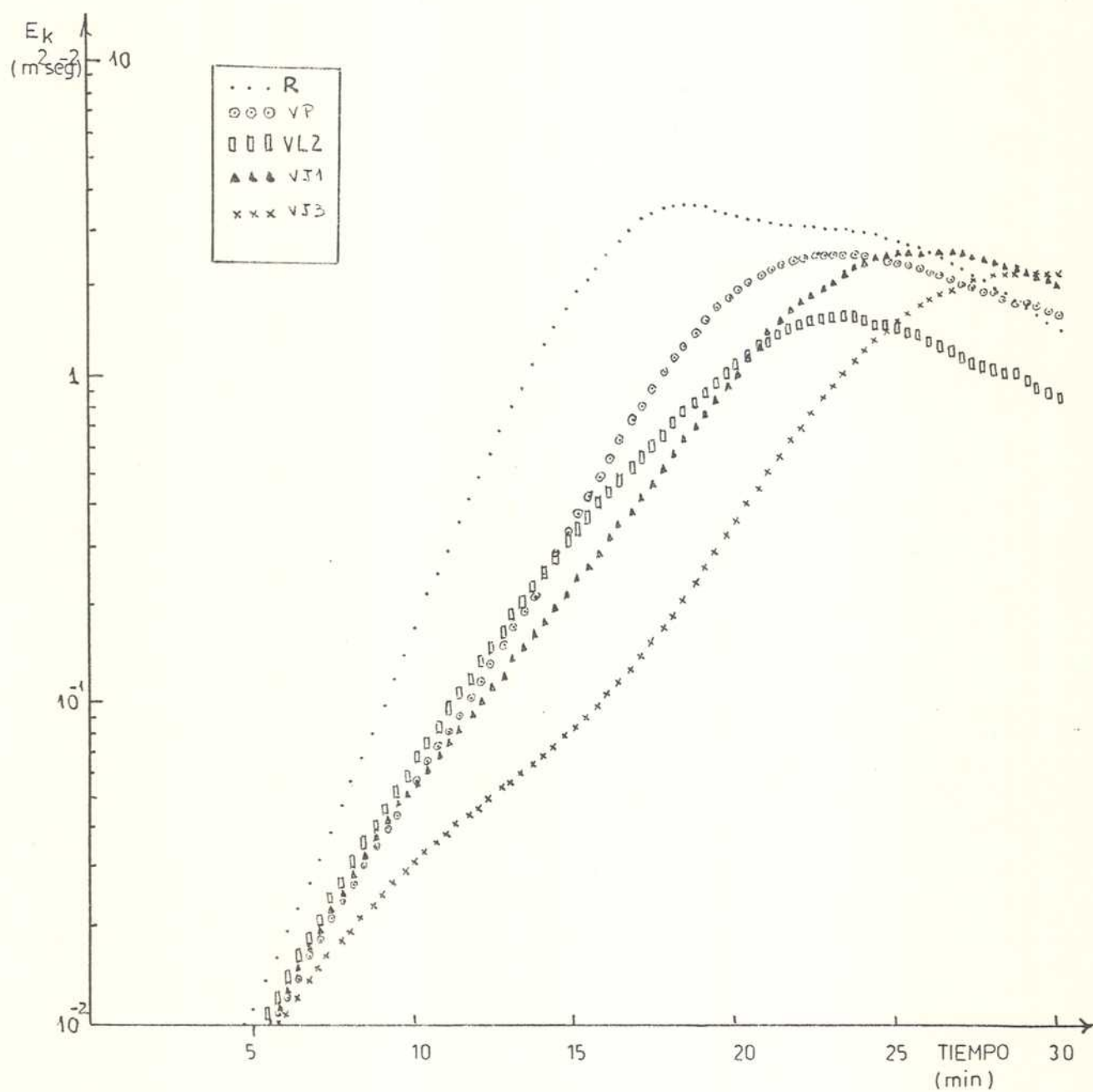


Fig. 128: Idem Fig. 125 pero en los experimentos R, VL2, VJ1, VJ3 y VP.

v) Experimentos con perfil lineal, tipo chorro y parabólico respectivamente.

Las Fig. 129a y 129b reproducen las curvas de evolución para el caso VP de las mismas variables analizadas para otros experimentos. Se encuentra que la  $C(E_p, E_k)$  es mayor en el caso de perfil inicial parabólico. En este caso, los máximos en las curvas se alcanzan antes que en los casos VL2 y VJ1. Se reproduce el mismo comportamiento que en el caso de perfil tipo chorro, respecto de los valores de  $C(E_k, E_m)$  (Fig. 129b), caracterizados por valores reducidos positivos, en la etapa de desarrollo de la convección. Este comportamiento contrasta con el observado en el caso VL2 de perfil lineal (Fig. 120b). La  $Dis(E_k)$  es mayor en el caso VP coincidente con una circulación más intensa, ya indicada en la Fig. 111. El calentamiento medio de la capa, dado por  $G(E_{pm})$ , es mayor en el caso VP y menor en el caso lineal VL2. En la Fig. 129b se han graficado los valores de  $Dis(E_m)$ . La magnitud de los valores máximos, alcanzada por este término de disipación, similar en todos los experimentos realizados, es considerablemente menor que la del término de conversión  $C(E_k, E_m)$ , en la ecuación de energía cinética media. Este es el motivo por el cual no se ha graficado  $Dis(E_m)$  en las figuras correspondientes a los otros experimentos. El mismo argumento se aplica a los valores  $Dis(E_p)$ , en la ecuación de energía potencial.

En la Fig. 130 se muestra la evolución temporal de la distribución vertical de  $\overline{\theta^*W}$  y  $\overline{\theta^*}$ , para el caso VJ1. No se encuentran diferencias significativas en los valores máximos de  $\overline{\theta^*}$  cuando se los compara con los obtenidos en el caso VL2 (Fig. 121). Los valores de  $\overline{\theta^*W}$  son ligeramente mayores en el caso VJ1 (circulación más intensa).

Si se comparan en la Fig. 128 los máximos de energía cinética perturbada  $E_k$  alcanzados en los tres experimentos, no se encuentran diferencias entre los experimentos con perfil curvo, mientras que el valor máximo para el perfil lineal, resulta menor.

De la comparación de los resultados para el caso de perfil inicial lineal, respecto de los obtenidos para los casos de perfiles curvos,

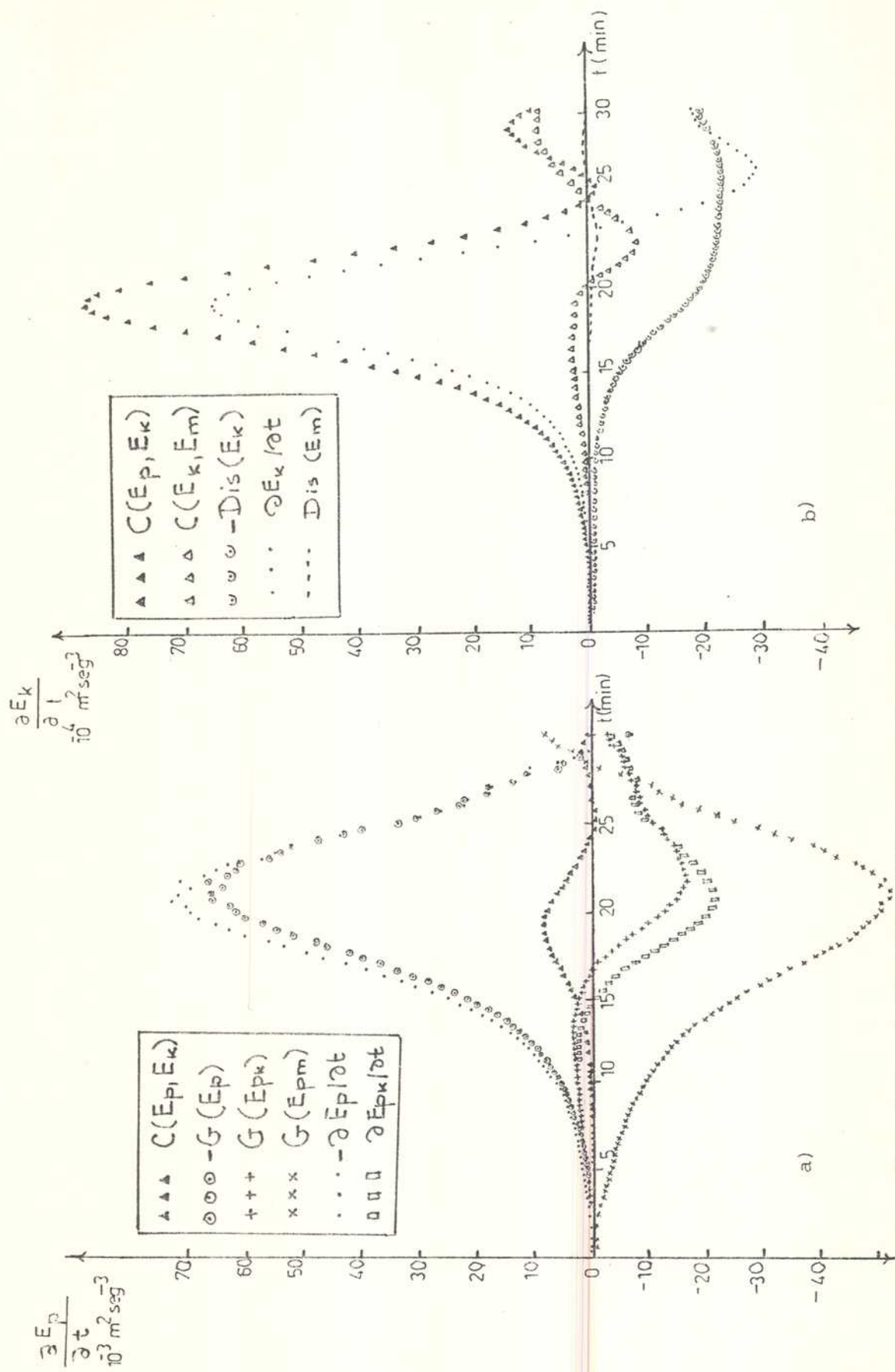


Fig. 129: a) Idem Fig. 116 pero en el experimento VP.

b) Idem Fig. 117 " " " " " "



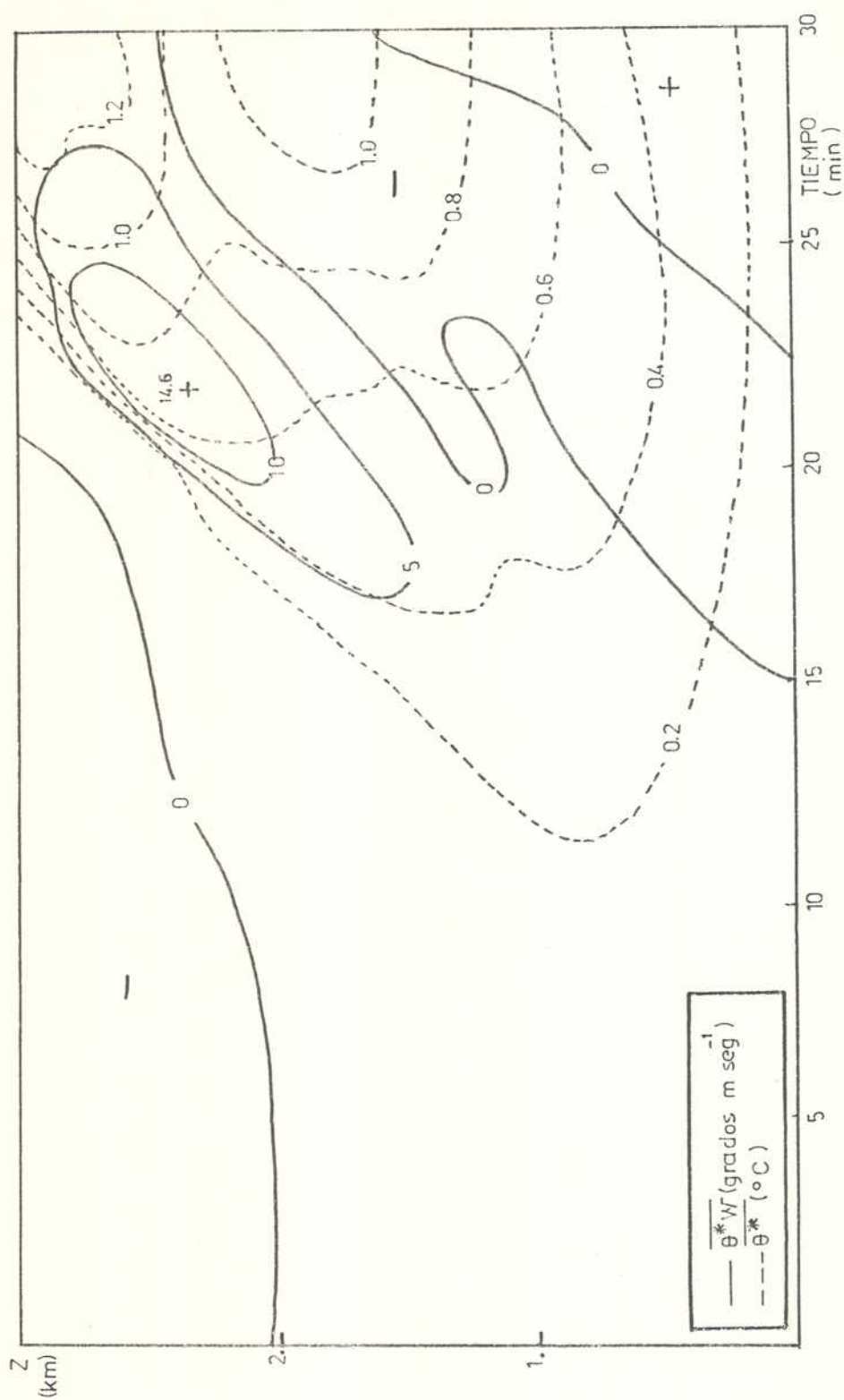


Fig. 130: Idem Fig. 118 pero en el experimento VJ1.

se encuentra que en el primer caso, la cortante vertical tiene un efecto más inhibitorio de la convección. Esto se debe, por una parte, a una conversión más eficiente de la energía cinética perturbada en media y a la mayor debilidad de la transformación de energía potencial en cinética. Efectivamente, si se comparan los valores de  $(E_m - E_{m0})_{\text{máx}} / E_{m0}$  se encuentran los siguientes valores: 0,36; 0,13 y 0,14 para los casos VL2, VJ1 y VP respectivamente. Asimismo, los valores de  $C_{\text{máx}}(E_k, E_m) / C_{\text{máx}}(E_p, E_k)$  para los mismos casos son: 0,33; 0,05 y 0,03 respectivamente.

Con el fin de poder explicar mejor el mecanismo por el cual la conversión  $C(E_k, E_m)$  resulta menos eficiente en los casos de perfil curvo, se ha dibujado la evolución temporal de la distribución vertical de la correlación  $\overline{u'w}$  y del valor medio horizontal de la velocidad horizontal perturbada  $u^*$  para los experimentos VL2 y VJ1 (Fig. 131 y 132 respectivamente). Al comparar las Fig. 131 y 132 con las Fig. 121 y 122 respectivamente, se observa que los máximos en el valor medio del transporte vertical de la cantidad de movimiento horizontal  $\overline{u'w}$ , ocurren posteriormente a los máximos en  $\overline{\theta^*w}$  (proporcional al transporte de calor sensible). Esto indica (tal como señala Asai (1964)), que la convección primero crece a través de la transformación de energía potencial en cinética para una vez que la convección se ha desarrollado se posibilite el transporte de cantidad de movimiento hacia arriba, resultando efectivo este transporte en inhibir la convección y hacerla decaer rápidamente. La configuración de la variación temporal de  $\overline{u'w}$  resulta similar a la de  $\overline{\theta^*w}$ . Se encuentra que tanto los valores de  $\overline{u'w}$  como los de  $u^*$ , resultan mayores en el caso de perfil lineal de viento, conduciendo a una mayor inhibición de la convección. Un análisis de la Fig. 131 para el caso de perfil lineal, permite ubicar espesores verticales en los cuales se cumple  $\frac{\partial u^*}{\partial z} \leq 0$  y otros en los que  $\overline{u'w} \geq 0$ . La coincidencia en el mismo espesor vertical de valores máximos tanto en el transporte vertical  $\overline{u'w} > 0$ , como en la cortante vertical  $\frac{\partial u^*}{\partial z} > 0$ , que refuerza de esta manera a la cortante  $\partial u_0 / \partial z$  del flujo prevalente de mayor escala, da lugar a una conversión de energía cinética perturbada a media, también máxima. Esta contribución positiva a  $C(E_k, E_m)$  prevalece sobre la proveniente de espesores verticales en los que el

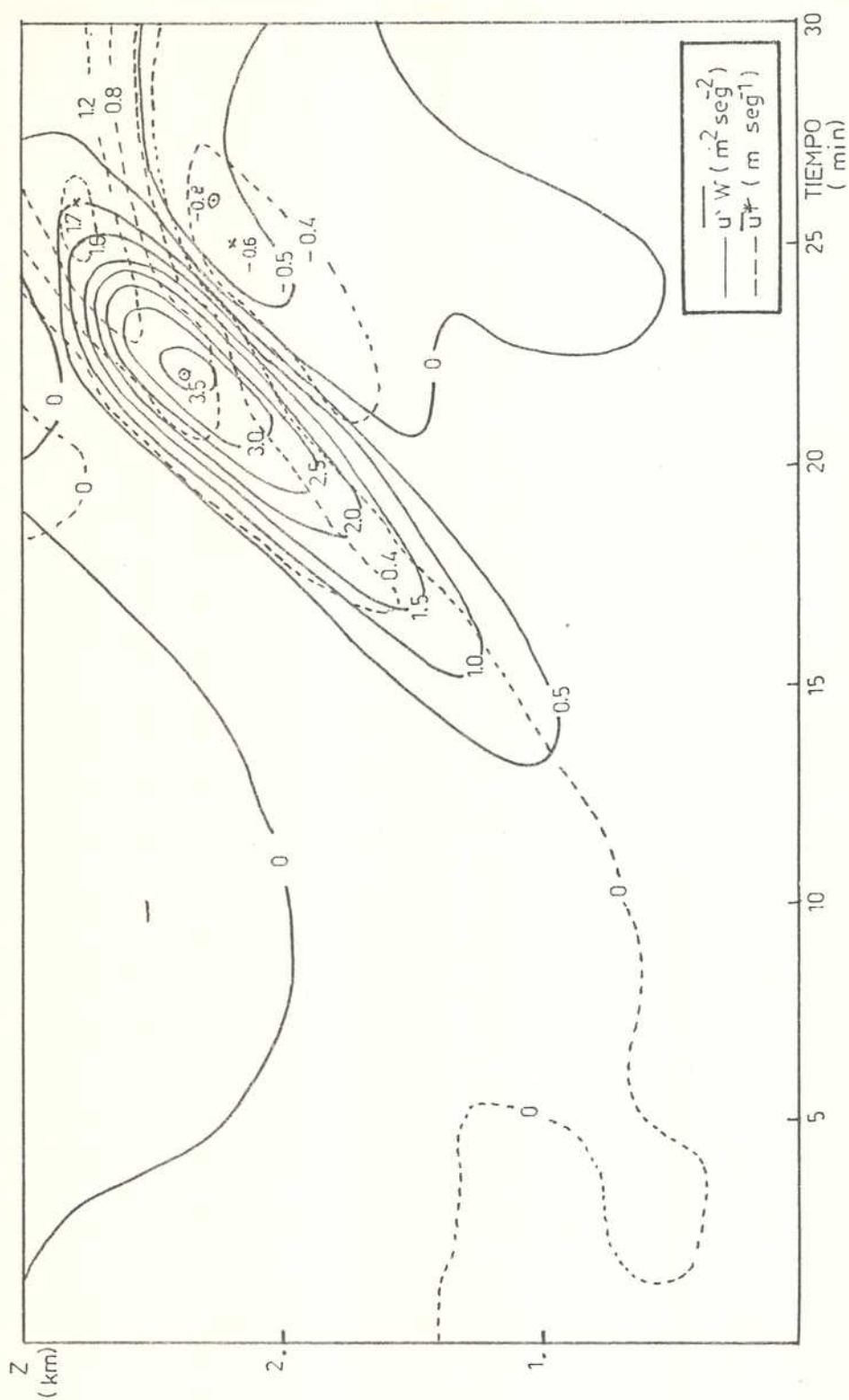


Fig. 131: Corte vertical temporal de la correlación  $\overline{u'w}$  y del valor medio en la horizontal de la perturbación de la componente horizontal del movimiento  $\overline{u^*}$  (Exp. VL2).

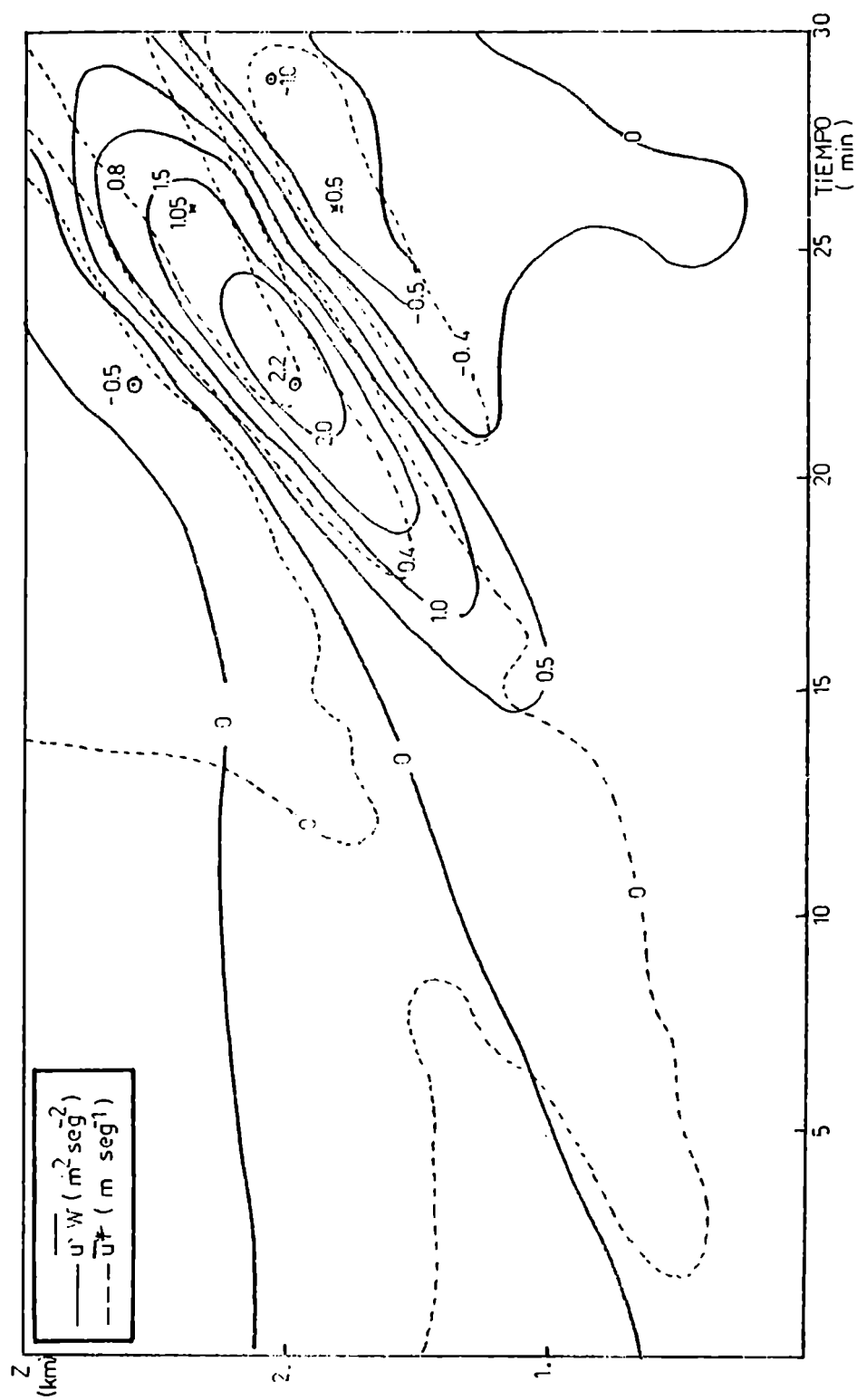


Fig. 132: Idem Fig. 131 pero en el experimento VJ1.

signo de  $\frac{\partial \bar{u}^*}{\partial z}$  se opone al de  $\frac{\partial \bar{u}_0}{\partial z}$ . De esta manera se encuentra que cuando el perfil es lineal predomina la conversión de energía cinética perturbada en media, prácticamente durante todo el tiempo de evolución de la convección.

Cuando el perfil es tipo chorro el comportamiento es diferente. La variación en la vertical de  $\partial \bar{u}_0 / \partial z$  limita el espesor vertical en el cual  $\bar{u}' \bar{W} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$  es positivo y reduce su magnitud respecto del caso lineal. Superpuesto a este espesor, se presenta otro, también asociado a los niveles del núcleo de la ascendente, en el cual  $\partial \bar{u}^* / \partial z$  y  $\partial \bar{u}_0 / \partial z$  se refuerzan, siendo ambos negativos (ver Fig. 132). Dado que la corriente ascensional que penetra en niveles en los que  $z > L_z/2$  (Fig. 101), mantiene la misma inclinación en la dirección de la corriente del flujo prevalente correspondiente a  $z < L_z/2$ , el transporte vertical  $\bar{u}' \bar{W}$  en el núcleo ascensional es positivo al igual que en el caso lineal. Por lo tanto, si los valores  $\bar{u}' \bar{W} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$  negativos son elevados, es posible que la  $C(E_k, E_m)$  resulte negativa. Esto sucede a partir de los 20 minutos y se hace más notorio alrededor de los 25 min. (Fig. 126b). Este comportamiento también se verifica en el caso VP (Fig. 129b). Sin embargo si se considera el valor medio de  $C(E_k, E_m)$  en el tiempo de integración, sólo en el caso VJ1 resulta negativo.

En la Fig. 133 se ha trazado un corte vertical de los valores de  $\bar{u}' \bar{W} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$  para el experimento VJ1 a los 21 min. de integración, tiempo próximo a la culminación de la etapa de desarrollo, previo a una posible influencia del borde superior en los resultados y coincidente con un valor de  $C(E_k, E_m)$  negativo e igual a  $-0,27 \times 10^{-3} \text{seg}^{-1}$ . Se observan distintos núcleos positivos y negativos. El núcleo negativo, en el que se ubica el valor extremo del mismo signo y donde está ubicado también el máximo en la corriente ascensional, responde a la existencia de un perfil curvo. Por su parte el núcleo positivo, donde se ubica el valor extremo positivo, es más débil que lo que correspondería a un perfil lineal. Estos dos núcleos, por su intensidad y extensión, constituyen los principales aportes al valor de la conversión  $C(E_k, E_m)$ , predominando a los 21 min. de acuerdo a la Fig. 132, la contribución debida al núcleo negativo.





El análisis de las Fig. 131, 132 y 133 relacionan el signo de la transferencia de energía cinética perturbada en energía cinética del flujo medio, con la inclinación del eje de la corriente ascensional, relativa a la inclinación del perfil del flujo prevalente.

Se encuentra a partir del análisis anterior, que si el eje de la corriente ascensional está inclinado en el mismo sentido que el perfil del flujo prevalente de escala mayor a la convectiva (caso VL2 y casos VJ1 y VP para  $z > L_z/2$ ), las perturbaciones convectivas transfieren su energía al movimiento medio, disminuyendo su intensidad. Si en cambio, dicho eje se inclina en el sentido opuesto (casos VJ1 y VP para  $z > L_z/2$ ), la convección sustrae energía del flujo medio, intensificándose.

Se observa una tendencia, por parte de la perturbación convectiva, a conservar a lo largo de su desarrollo el signo de la vorticidad alrededor de un eje horizontal. A su vez, este signo depende del signo de la vorticidad del flujo prevalente de mayor escala, en los niveles en los cuales se inicia la convección.

Respecto de las ecuaciones (2.172) y (2.178) a (2.179) se cumplen con una exactitud del 5 al 10%, lo cual asegura la consistencia del sistema de ecuaciones utilizado, al ser reducidos los errores de resolución de dicho sistema. Este resultado coincide con el obtenido en el parágrafo 2.4.8., en condiciones de atmósfera de referencia seca, en reposo, y suponiendo un coeficiente nulo de difusividad turbulenta.

## CAPITULO V

### CONCLUSIONES Y LINEAS FUTURAS DE INVESTIGACION

#### 5.1 DISCUSION DE LOS RESULTADOS Y CONCLUSIONES.

La extensión del análisis realizado para convección profunda por Lipps y Hemler (1982), a convección no profunda incluyendo los términos turbulentos con un coeficiente de difusión turbulenta  $K_M$  supuesto constante, fuerza a limitar el rango posible de los valores de  $K_M$ . Se encuentra que esta extensión del análisis de escala, suponiendo una atmósfera de referencia no isoentrópica, restringe los valores de  $K_M$  a ser inferiores a  $3 \times 10^3 \text{ m}^2 \text{ seg}^{-1}$ .

Los esquemas numéricos utilizados permiten resolver numéricamente el sistema de ecuaciones inelástico Boussinesq con una exactitud del 5 al 10% en las relaciones energéticas.

La comparación de los resultados obtenidos en los experimentos numéricos realizados, suponiendo una atmósfera de referencia en reposo, con los encontrados por otros autores tienden a mostrar que, a pesar de las diferencias en los esquemas numéricos utilizados y en algunas características y suposiciones, el modelo desarrollado reproduce en forma satisfactoria los rasgos fundamentales del desarrollo de la convección bidimensional en nubes Cu.

En los experimentos de simulación de nubes tropicales de "lluvia caliente" se encuentra que, tanto la intensidad de la convección como la duración de la etapa de desarrollo, son fuertemente dependientes de

las características del impulso inicial. Con el fin de forzar el modelo a simular las características reales de la nube y los parámetros observados con el radar, se requiere ajustar dicho impulso. Esta sensibilidad del modelo y la arbitrariedad implícita en la forma de iniciar la convección con una perturbación tipo burbuja, conducen a plantear la necesidad de simular el inicio de la convección en forma más real.

La bidimensionalidad impuesta al modelo, que obliga a limitar el movimiento a un plano (movimiento tanto en escala sinóptica como el perturbado), excluye la influencia del giro del viento -factor importante en la convección-. Esta limitación conduce a sobreestimar las corrientes descendentes no saturadas en el entorno próximo de la nube, cuando se las compara con sus valores medios en la atmósfera tropical, o con los valores que resultan de modelos tridimensionales. Este resultado plantea la necesidad de incorporar la tercera dimensión. Sin embargo, la simulación de otras propiedades dinámicas, tales como la velocidad ascensional y la altura del tope de la nube, resulta adecuada. Por otra parte, de la comparación hecha del presente modelo con otro tridimensional, se encuentra un nivel similar de estimación de los valores máximos del factor de reflectividad. Todo esto sugiere que como etapa previa a la extensión a tres dimensiones, los estudios deberían centrarse, primero, en optimizar el tratamiento de los procesos microfísicos.

Respecto al tratamiento de la turbulencia en el presente modelo, la comparación con el modelo tridimensional tampoco muestra diferencias significativas en cuanto al valor máximo de las variables, pese a que en el modelo tridimensional dicho tratamiento es físicamente más riguroso. Sin embargo el modelo bidimensional presenta una estructura de los campos de las distintas variables, comparativamente más perturbada. El tiempo de vida de la convección, tal como indica la evolución temporal del término de disipación de la energía cinética perturbada, depende de la turbulencia. Esto último se evidencia en que la contribución de dicha disipación a reducir la energía cinética, resulta importante en la etapa de mayor actividad convectiva. La no inclusión de las variaciones espaciales y temporales del coeficiente de difusión turbulenta, impide modular la acción de la turbulencia, dificultando la simulación de la disipación final de la convección.

La suposición de condiciones periódicas en los límites laterales,

tal como se ha discutido en los capítulos anteriores, limita el tiempo de simulación de la convección. De esta manera no resulta posible el estudio de la interacción entre nubes y la formación de nuevas nubes a posteriori de la inicial. Esto es importante cuando se propone simular la convección no aislada, y también cuando se quiere incorporar la interacción de la escala convectiva con la mesoescala.

Interesa señalar que en el período de tiempo de observación utilizado para la evaluación del modelo, las condiciones ambientales se mantuvieron estacionarias y no perturbadas. Este hecho favoreció la verificación del modelo. En situaciones en que la atmósfera es más variable, especialmente en la capa subnubosa, la verificación con datos reales se ve dificultada cuando se utiliza un único radiosondeo.

A partir de la evaluación del modelo desarrollado se concluye que puede ser utilizado para el pronóstico de la convección no profunda en nubes Cu de "lluvia caliente" en situaciones reales y durante la etapa de crecimiento.

En el presente trabajo se recurre a la simulación numérica, con el fin de investigar la influencia de la cortante vertical del viento predominante en la evolución de la convección. La metodología para explicar la dependencia entre el factor cortante y la evolución de la convección en términos de las conversiones de energía asociadas, resulta eficiente. Se sintetiza a continuación, los resultados principales obtenidos en esta aplicación del modelo:

- cuando los valores de la cortante vertical son elevados en los niveles en los cuales se inicia la nube, se demora su desarrollo y sólo si la convección logra superar estos niveles y alcanzar alturas en las cuales la cortante es más débil, la convección logra un crecimiento posterior. En cambio, en casos como los de perfil lineal en que persisten los valores elevados de la cortante a lo largo de la vertical, la convección resultante es débil y su velocidad de crecimiento, prácticamente nula.
- el efecto inhibitorio del factor cortante vertical del viento en la convección húmeda en rollos transversales, responde básicamente a dos causas: una disminución de la conversión de la energía potencial en cinética perturbada y a una conversión positiva de energía cinéti-

- ca perturbada en media. Este resultado coincide con lo encontrado por Asai (1964).
- el efecto inhibitorio mencionado, depende de la forma del perfil vertical del viento predominante. Se encuentra que la conversión de energía cinética perturbada en media, resulta positiva cuando el perfil del viento es lineal y aumenta al aumentar la magnitud de la cortante. En los casos de perfil curvo se observa una reducción de esta conversión y una tendencia a cambiar su signo una vez alcanzada la culminación de la etapa de desarrollo.
  - no se encuentran diferencias significativas entre los valores del cociente  $C(E_k, E_m)/C(E_p, E_k)$  para perfiles tipo chorro y tipo parabólico. En todos los casos de perfil lineal este cociente alcanza valores máximos que son de hasta un orden de magnitud mayor que en los casos de perfil curvo. Este resultado es similar al encontrado por Asai (1970b) para perturbaciones infinitesimales en convección seca.
  - el signo del cociente  $C(E_k, E_m)/C(E_p, E_k)$  indica que aún en los perfiles curvos el transporte vertical de la cantidad de movimiento es contragradiante, durante la etapa de desarrollo. Asai (1970b) encuentra en cambio, que en el caso de perfil tipo chorro dicho transporte es a favor del gradiente.
  - el efecto inhibitorio más débil en el caso de perfil curvo, juntamente con condiciones ambientales favorables, podría explicar la presencia de convección no profunda en rollos transversales en presencia de cortante del viento en situaciones reales. En particular, en latitudes tropicales se dan estas condiciones. Se concluye que un análisis más completo de la interacción dinámica de la nube Cu con el entorno debe entonces incluir la influencia de distintas energías iniciales de inestabilidad convectiva.

Se ha demostrado la utilidad del modelo numérico desarrollado como laboratorio para la simulación y el conocimiento de los procesos convectivos.

## 5.2 LINEAS FUTURAS DE INVESTIGACION

Se encuentra que los resultados de la simulación son alentadores

en el sentido de que justifican la prosecución de esfuerzos tendientes a:

- resolver los problemas planteados en el desarrollo del modelo, permitiendo con las mejoras incluídas, obtener resultados realísticos en todas las etapas de la convección.
- adaptarlo para su uso como herramienta de pronóstico en un rango más amplio de situaciones convectivas.

Se proponen a continuación distintas soluciones a los problemas planteados, particularmente en la etapa de disipación de la convección.

Respecto de las condiciones en los bordes laterales se propone utilizar condiciones de contorno abiertas tal como plantean distintos autores, lo cual se ha comentado en el Capítulo II. En lo que se refiere a la reflexión de las ondas de gravedad en el límite superior del dominio de integración, existen distintas soluciones al problema que incluyen una capa viscosa absorbente o bien una condición límite que permite la propagación vertical de las ondas y que minimiza su reflexión (Klemp y Durran, 1983). Es posible resolver el problema de la obtención de cantidades negativas espúreas para la relación de mezcla del agua líquida, utilizando esquemas numéricos como el que propone Smolarkiewickz (1983). Se propone utilizar una clausura de primer orden de los términos turbulentos y estudiar las diferencias obtenidas en la evolución de la convección y en las características de la nube Cu respecto de utilizar un coeficiente de difusión turbulenta constante e igual para todas las propiedades.

Las modificaciones tendientes a remover la inicialización de la convección con un impulso tipo burouja menos densa que el entorno, se orientarán a incluir forzantes más reales en la capa límite planetaria, debido a que la mayor provisión de vapor de agua para la convección proviene de esta capa. Se ha mostrado en el presente trabajo en las experimentaciones descriptas en el Capítulo III, la importancia de este factor, que a menudo condiciona la iniciación y el desarrollo convectivo. Se propone estudiar la sensibilidad del modelo a las condiciones en los límites laterales incorporándolo a un modelo de mayor escala.

Con el fin de aplicar el modelo como herramienta de pronóstico



resultaría conveniente su extensión a convección profunda y la inclusión de la fase sólida en la parametrización de la microfísica de la nube. Particularmente interesante resulta la posibilidad de realizar con el modelo estudios de sensibilidad de la precipitación en superficie respecto de distintas parametrizaciones de la microfísica.

*Guillermo L. L. L.*

*Marino R. L.*

**MARINO R. L.**

## REFERENCIAS

- Arakawa, A., 1966: Computational design for long term numerical integrations of the equations of atmospheric motion. J.Comp. Physiol., 1, 119-143.
- , and W.H. Schubert, 1974: Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large scale environment, Part I. J. Atmos. Sci., 31, 674-701.
- Asai, T., 1964: Cumulus convection in the atmosphere with vertical wind shear: Numerical experiment. J. Meteor. Soc. Japan, 42, 245-259.
- , 1970 a: Three dimensional features of thermal convection in a plane Couette flow. J. Meteor. Soc. Japan, 48, 18-29.
- , 1970 b: Stability of a plane parallel flow with variable vertical shear and unstable stratification. J. Meteor. Soc. Japan, 48, 129-139.
- , 1972: Thermal Instability of a shear flow turning the direction with height. J. Meteor. Soc. Japan, 50, 526-532.
- , and I. Nakasuji, 1971: Thermal instability in a parallel flow with vertical and horizontal shears. J. Meteor. Soc. Japan, 49, 757-765.
- Austin, P.M., and S.G. Geotis, 1979: Raindrop sizes and related parameters for GATE. J. Appl. Meteor., 18, 569-575.
- Bader, M.J., S.A. Clough, P.R. Jonas, A. Macallan, and S. Van Der Berghe, 1985: Simulations of Tropical convection using the Meteorological Office (UK) cumulonimbus model. Notes for the Int. Cloud Modelling Workshop/Conf., Irsee, Fed. Rep. of Germany, 15-19 July 1985, WMO/TD - N° 57.
- Bartishvili, G., 1973: Some peculiarities of development of asymmetric hail clouds and hail formation therein. Modification of hail processes, Trudy N° 22, Leningrado, 21-40.
- Batchelor, G.K., 1954: Heat convection and buoyant effects in fluids. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 80, 339-358.

- Browning, K.A., 1964: Airflow and precipitation trajectories within severe local storms which travel to the right of the winds, J. Atmos. Sci., 21, 634-639.
- , 1977: The structure and mechanism of hailstorms. Meteor. Monogr., n° 38, Amer. Meteor. Soc., 1-39.
- , and G.B. Foote, 1976: Airflow and hail growth in Supercell storms and some implications for hail suppression. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 102, 499-533.
- , and F.H. Ludlam, 1962: Airflow in convective storms. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 88, 117-135.
- Byers, H.R., and R.R. Braham, 1949: "The Thunderstorm". Govt. Printing Office, Washington, D.C., 287 pp.
- Chalon, P.J., 1978: Dinámica de las nubes convectivas. Influencia de la cortante del viento sobre la evolución de los cumulo nimbus. Traducc. del C. Arg. de Met., agosto 1981, de La Météorologie, VI, Serie n° 13.
- Chisholm, A.J., 1973: Alberta hailstorms: Part 1: radar case studies and airflow models, Met. Mon. (AMS), 14, n° 36, 1-36.
- , and J.H. Renick, 1972: The kinematics of multicell and super-cell Alberta Hailstorms. Research Council of Alberta Hail Studies Report 72-2, 24-31.
- Clark, T.L., 1979: Numerical simulations with a three-dimensional cloud model: Lateral boundary condition experiments and multicellular severe storm simulations. J. Atmos. Sci., 36, 2191-2215.
- Cooper, W.A., 1984: Characteristics of Montana Summertime Cumulus Clouds. Notes on the Planning Session for the Int. Cloud Modelling Workshop/Conf., Colorado, 3-6 October 1983 - Weather Mod. Programme. WMO.
- Cotton, W.R., and G.J. Tripoli, 1978: Cumulus convection in shear flow three-dimensional numerical experiments. J. Atmos. Sci., 35, 1503-1521.
- Das, P. 1962: Influence of wind shear on the growth of hail. J. Atmos. Sci., 19, 407-414.
- Deardorff, J.W., 1972: Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers. J. Atmos. Sci., 29, 91-115.
- Dessens, J., 1981: Characteristics of vertical wind profiles near the most severe thunderstorms of South-western France. Int. Ass. of Meteorol. and Atmospheric Physics. Hamburgo, August 1981.
- Dutton, J.A., and G.H. Fichtl, 1969: Approximate equations of motion for gases and liquids. J. Atmos. Sci., 26, 241-254.

- Emanuel, K., 1984: Some dynamical aspects of precipitating convection. NCAR 1984 Summer Colloquium Lecture Notes, Nat. Center for Atmospheric Research, Colorado, 239-257.
- Emmit, G.D., 1978: Tropical cumulus interaction and modification of the subcloud region. J. Atmos. Sci., 35, 1485-1502.
- Foote, G.B., and H.W. Frank, 1983: Case study of a hailstorm in Colorado. Part III: Airflow from triple-Doppler measurements. J. Atmos. Sci., 40, 686-787.
- Frank., W.M., 1979: Individual time period analyses over the GATE ship array. Mon. Wea. Rev., 107, 1600-1616.
- Fujita, T., and H. Grandoso, 1968: Split of a thunderstorm into anti-cyclonic and cyclonic storms and their motions as determined from numerical experiments. J. Atmos. Sci., 25, 416-439.
- Grandoso, H.N., 1966: Distribución temporal y geográfica del granizo en la Provincia de Mendoza. Serie Meteorológica, Vol. I., n° 7, Contribuciones Científicas.Fac. de Ciencias Exactas y Nat., Univ.de Bs. As., 49 pág.
- , y L.M. Herrera Cantilo, 1968: Mesoanálisis de Tres Tormentas Típicas en Mendoza. Serie Meteorología, Vol. I, n° 9. Contrib. Científicas Fac. de Ciencias Exactas y Nat., Univ. de Bs. As., 52 pág.
- Haltiner, G.J., 1971: "Numerical Weather Prediction". Wiley, 317 pp.
- Hane, C.E., 1973: The squall line thunderstorm: Numerical experimentation. J. Atmos. Sci., 30, 1672-1690.
- Harlow, F.H., and J.E. Welch., 1965: Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface. Phys. Fluids, 8, 2182-2189.
- Heymsfield, A.J., 1984: Measurements inside Oklahoma Thunderstorms. Notes on the Planning Session for the Int. Cloud Modelling Workshop/Conference, Colorado, 3-6 October 1983. Weather Mod. Programme WMO.
- Heymsfield, G.M., 1978: Kinematic and dynamic aspects of the Harra tornadic storm analyzed from dual-Doppler radar data. Mon. Wea. Rev., 106, 233-254
- Hill, G.E., 1974: Factors controlling the size and spacing of cumulus clouds as revealed by numerical experiments. J. Atmos. Sci., 31, 646-673.
- Iribarne, J.V., and W.L. Godson, 1973: "Atmospheric Thermodynamics". Geophys. Astrophys. Monogr., n° 6, Reidel, 222 pp.

- Jallickee, J.B., and C.F. Ropelewski, 1979: An objective analysis of the boundary-layer thermodynamic structure during GATE. Part I: Method. Mon. Wea. Rev., 107, 68-76
- Jurica, G.M., D.R. Haragan, and C.A. Leary, 1981: Investigations of summer convective cloud systems in the Texas High Plains. Texas Department of Water Resources Tech. Rep. LP-474. 205 pp.
- Kessler, E., 1969: "On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulations". Meteor. Monogr., n° 32, Amer. Meteor. Soc., 84 pp.
- Klemp, J.B., and D.R. Durran, 1983: An upper boundary condition permitting internal gravity wave radiation in numerical mesoscale models. Mon. Wea. Rev., 111, 430-444.
- , and R.B. Wilhelmson, 1978 a: The simulation of three-dimensional convective storm dynamics. J. Atmos. Sci., 35, 1070-1096.
- , and ———, 1978 b: Simulations of right-and left-moving storms produced through storm splitting. J. Atmos. Sci., 35, 1097-1110.
- Knight, C.A., 1984: Observations in Colorado. Notes on the Planning Session for the Int. Cloud Modelling Workshop/Conference, Colorado, 3-6 October 1983. Weather Mod. Programme. WMO.
- Kon, H., 1980: A numerical simulation of observed Cumulus humilis clouds. J. Meteor. Soc. Japan, 58, 262-272.
- Kropfli, R.A., and L.J. Miller, 1976: Kinematic structure and flux quantities in a convective storm from dual-Doppler radar observations, J. Atmos. Sci., 33, 520-529.
- Kuo, H.L., 1963: Perturbations of a plane Couette flow stratified fluid and origin of cloud streets. Phys. Fluids, 6, 195-211.
- Kuettner, J.P., 1959: The band structure of the atmosphere, Tellus, 11, 267-294.
- , 1966: Organized convection as seen from space. Bull. Amer. Meteor. Soc., 47, 364-370.
- , 1967: Cloudstreets, theory and observations. Aero Revue, 42, 52-56 and 109-112.
- , 1971: Cloud bands in the earth's atmosphere. Observation and theory. Tellus, 23, 404-425.
- Lafore, J.P., and J.L. Redelsperger, 1985: A three-dimensional simulation of a tropical squall line: comparisons with observations. Notes for the Int. Cloud Modelling Workshop/Conf. Irsee, Fed. Rep. of Germany, 15-19 July, 1985., WMO/TD - n° 57.

- Lebedev, S.L., 1976: Influence of vertical wind shear on the evolution of a convective-cloud system and on shower formation. Meteorologiya i Gidrologiya, N° 1, 40-47.
- Lemon, L.R., D.W. Burgess, and R.A. Brown, 1978: Tornadic storm airflow and morphology derived from single Doppler radar measurements. Mon. Wea. Rev., 106, 48-61.
- , and C.A., Doswell III, 1979: Severe thunderstorm evolution and Mesocyclone Structure as related to tornadogenesis. Mon. Wea. Rev., 107, 1184-1197.
- Le Mone, M.A., 1984: Momentum transport in tropical squall lines. Dynamics of Mesoscale Weather Systems. NCAR 1984 Summer Colloquium Lecture Notes, Nat. Center for Atmos. Research, 481-496.
- , and E.T., Zipser, 1980: Cumulonimbus vertical velocity events in GATE. Part. I: Diameter, intensity and mass flux. J. Atmos. Sci., 37, 2444-2457.
- Lilly, D.K., 1962: On the numerical simulation of buoyant convection. Tellus, 14, 148-172.
- , 1965: On the computational stability of numerical solutions of non-linear geophysical fluid-dynamical problems. Mon. Wea. Rev., 93, 11-26.
- , 1972: Numerical simulation studies of two-dimensional turbulence. Geophys. Fluid Dyn., 4, 1-28.
- Lipps, F.B., 1971: Two-dimensional numerical experiments in thermal convection with vertical shear., J. Atmos. Sci., 28, 3-19.
- , 1977: A study of turbulence parameterization in a cloud model. J. Atmos. Sci., 34, 1751-1772.
- , 1984: Some recent simulations using the GFDL cloud model. Notes on the planning session for the Int. Cloud Modelling Workshop/Conf., Colorado, 3-6 october, 1983. Weather Mod. Programme. WMO.
- , and R.S. Hemler, 1980: Another look at the thermodynamic equation for deep convection. Mon. Wea. Rev., 108, 78-84.
- , and ———, 1982: A scale analysis of deep moist convection and some related numerical calculations. J. Atmos. Sci., 39, 2192-2210.
- , and ———, 1985: Numerical modelling of a line of towering cumulus on Day 226 of GATE. Notes for the Int. Cloud Modelling Workshop/Conf., Irsee, Fed. Rep. of Germany, 15-19 July 1985. WMO/TD - N° 57.

- Liu, J.Y., and H.D. Orville, 1969: Numerical modeling of precipitation and cloud shadow effects on mountain-induced cumuli. J. Atmos. Sci., 26, 1283-1298.
- Malkus, J.S., 1952 a: Recent advances in the study of convective clouds and their interaction with the environment. Tellus, 4, 71-87.
- , 1952 b: The slopes of cumulus clouds in relation to external wind shear. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 78, 530-542.
- , 1954: Some results of a trade-cumulus cloud investigation. J. Meteor., 11, 220-237.
- , 1958: On the structure of the trade-wind moist layer. Papers in Phys. Oceanog. and Meteor., M.I.T., and Woods Hole Ocean, Inst., 13, N°2, 1-47.
- , and H. Riehl, 1964: "Cloud structure and Distributions over the Tropical Pacific Ocean". University of California Press, Berkeley and Los Angeles, 229 pp.
- Marshall, J.S. and W.McK., Palmer, 1948: The distribution of raindrops with size. J. Meteor., 5, 165-166.
- Marwitz, J.D., 1972 a: The structure and motion of severe hailstorms. Part I: Supercell storms. J. Appl. Meteor., 11, 166-179.
- , 1972 b: The structure and motion of severe hailstorms. Part II: Multicell storms. J. Appl. Meteor., 11, 180-188.
- , 1972 c: The structure and motion of severe hailstorms, Part III: Severely-sheared storms. J. Appl. Meteor., 11, 189-201.
- , 1984: Convective clouds in California. Notes on the Planning Session for the Int. Cloud Modelling Workshop/Conf., Colorado, 3-6 October 1983. Weather Mod. Programme. WMO.
- Matsuno, T., 1966: Numerical integrations of the primitive equations by a simulated backward difference method. J. Meteor. Soc. Japan, 44, 76-84.
- Miller, L.J., 1975: Internal airflow of a convective storm from Dual-Doppler radar measurements. Pure Appl. Geophys., 113, 765-785.
- Miller, M.J., 1978: The Hampstead storm: a numerical simulation of a quasi-stationary cumulonimbus system. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 104, 413-427.
- , and R. Pearce, 1974: A three-dimensional primitive equation model of cumulonimbus convection. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 100, 133-154.
- Moncrieff, M.W., 1981: A theory of organized steady convection and its transport properties. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 107, 29-50.



- Moncrieff, and J.S.A. Green, 1972: The propagation and transfer properties of steady convective overturning in shear. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 98, 336-353.
- , and M.J. Miller, 1976: The dynamics and simulation of tropical squall lines. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 102, 373-394.
- Murray, F.W., 1970: Numerical models of a tropical cumulus cloud with bilateral and axial symmetry. Mon. Wea. Rev., 98, 14-28.
- , 1971: Humidity augmentation as the initial impulse in a numerical cloud model. Mon. Wea. Rev., 99, 37-48.
- , and L.R. Koenig: 1972: Numerical experiments on the relation between microphysics and dynamics in Cu convection. Mon Wea.Rev., 100, 717-732.
- Nelson, S.P., 1976: Characteristics of multicell and supercell hailstorms in Oklahoma. Proc. Second WMO Conf. on Weather Modification, WMO-443- Boulder, 335-340.
- Newton, C.W., and J.C. Fankhauser, 1975: Movement and propagation of multicellular convective storms. Pure Appl. Geophys., 113, 748-764.
- , and H.R. Newton, 1959: Dynamical interactions between large convective clouds and environment with vertical shear. J. Meteor., 16, 483-496.
- Nicolini, M., 1979: Clasificación celular de tormentas convectivas en Mendoza. Resultados preliminares y guía para su aplicación operativa. Informe de las primeras experiencias de ajuste de defensa. Temporada granicera 1978-1979, Tomo II, Cap. II, Com. Nac. Invest. Espaciales, 97-139.
- , 1981: Velocidad de desplazamiento de sistemas convectivos en Mendoza. Geoacta, 11, N° 1, 65-78.
- , 1985: Verification of a two dimensional cloud model against observations (Day 261 of GATE). Report of the Cloud Modelling Workshop/Conf., Irsee, Fed. Rep. of Germany, WMO. (a ser publicado).
- , y F. Norte, 1979: Estudio del comportamiento de algunas tormentas convectivas (Mendoza). Geoacta, 10, N°1, 205-220.
- , y ———, 1980: Characteristics of Mendoza hailstorms and their environment. Proc. Third WMO Conference on Weather Modification, Clermont-Ferrand, France, 641-648.
- Nuñez, M.N. 1977: "Simulación numérica de la convección seca y análisis de las perturbaciones del campo de la presión". Tesis de Doctorado.Univ. Nac. de Buenos Aires. 62 pág.

- Núñez, M.N., y M. Nicolini, 1981: Sobre un análisis de escala para la convección atmosférica incluyendo los efectos de la turbulencia. Meteorologica, 12, 87-104.
- Ogura, Y. 1962: Convection of isolated masses of buoyant fluid. A numerical calculation. J. Atmos. Sci., 19, 492-502.
- , 1963: The evolution of a moist convective element in a shallow conditionally unstable atmosphere. A numerical calculation. J. Atmos. Sci., 20, 407-424.
- , and N.W. Phillips, 1962: Scale analysis of deep and shallow convection in the atmosphere. J. Atmos. Sci., 19, 492-502.
- Orlanski, I., 1975: A rational subdivision of scales for atmospheric process. Bull. Am. Meteorol. Soc., 56, 527-530.
- Orville, H.D., 1965: A numerical study of the initiation of cumulus clouds over mountainous terrain. J. Atmos. Sci., 22, 684-699.
- , 1968: Ambient wind effects on the initiation and development of Cumulus clouds over mountains. J. Atmos. Sci., 25, 385-403.
- , and F.J. Kopp, 1977: Numerical simulation of the life history of hailstorms and hail cells. J. Atmos. Sci., 34, 1596-1618.
- , and L.J. Sloan, 1970: A numerical simulation of the life history of a rainstorm. J. Atmos. Sci., 27, 1148-1159.
- Orzag, S.A., 1971: Numerical simulation of incompressible flows within simple boundaries: Accuracy. J. Fluid Mech., 49, 76-112.
- Ou, S.S., 1985: Some physical characteristics of cumulus development. Notes for the Int. Cloud Modelling Workshop/Conf., Irsee, Fed. Rep. of Germany, 15-19 July 1985, WMO/TD - N°57.
- Palmen, E., 1955: On the mean meridional circulation in low latitudes of the northern hemisphere, etc.,... Chapter VII of Final Report, Univ. of California, Contract AF 19 (122)-48 (General Circulation Project).
- Pashtushkov, R.S., 1972: Chislennoe modelirovanie vzaimodieistvia konvektivnykh oblakov s akruzhainshei ikh atmosferoi. Gidrometeoizdat, Moscú, Ed. 108. (Modelización numérica de la interacción de las nubes convectivas con el entorno, Trab. del Observatorio Aerológico Central, Moscú, Ed. 108).
- , 1975: The effects of vertical wind shear on the evolution of convective clouds. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 101, 281-291.
- Phillips, N.A., 1956: The general circulation of the atmosphere: a numerical experiment. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 82, 123-164.
- Pielke, R.A., 1984: "Mesoscale meteorological modeling". Academic Press.

- Raymond, D.J., 1976: Wave-CISK and convective mesosystems. J. Atmos. Sci., 33, 2392-2398.
- Redelsperger J.L. and Sommeria G., 1981: Méthode de représentation de la turbulence d'échelle inférieure à la maille pour un modèle tridimensionnel de convection nuageuse. Bound. Layer Meteorol., 509-530.
- , and ———, 1982 a: Méthode de représentation de la turbulence associée aux précipitations dans un modèle tri-dimensionnel de convection nuageuse. Bound Layer Meteorol., 231-252.
- , and ———, 1982 b: Presentation of a three dimensional model of deep convection and application to "COPT/81 experiment". Proc. of the Conf. on Cloud Physics, Chicago, 574-579.
- Reuter, G.W., 1986: A historical review of cumulus entrainment studies. Bull. Amer. Meteor. Soc., 67, 151-154.
- Richards, J.M., 1961: Experiments on the penetration of an interface by buoyant thermals. J. Fluid Mech., 11, 369-384.
- Riehl, H., and J.S. Malkus, 1957: On the heat balance and maintenance circulation in the trades. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 83, 21-29.
- Rotunno, R., 1984: Diagnosis of rotation and propagation mechanisms in a simulated supercell thunderstorm. NCAR 1984 Summer Colloquium Lecture Notes, Nat. Center for Atmos. Research., 365-383.
- Saluzzi, M.E., 1983: "Aspectos físicos de la convección severa en Mendoza". Tesis de Doctorado. Univ. Nac. de Buenos Aires, 115 pág.
- Schlesinger, R.E., 1973: A numerical model of deep moist convection. Part I: Comparative experiments for variable ambient moisture and wind shear. J. Atmos. Sci., 30, 835-856.
- , 1978 a: A three-dimensional numerical model of an isolated thunderstorm: Part I. Comparative experiments for variable ambient wind shear. J. Atmos. Sci., 35, 690-713.
- , 1978 b: Nonlinear eddy viscosity turbulence parameterization in anelastic 3-dimensional flow. Some mathematical aspects. J. Atmos. Sci., 35, 2268-2273.
- , 1980: A three-dimensional numerical model of an isolated thunderstorm. Part II: Dynamics of updraft splitting and meso-vortex couplet evolution. J. Atmos. Sci., 37, 396-420.
- Scorer, R.S., 1957: Experiments on convection of isolated masses of buoyant fluid. J. Fluid Mech., 2, 583-594.
- Silverman, B.A., and D.A. Matthews, 1984: "Catalogue of Data Sets for the International Cloud Modelling Workshop/Conference". Weather Modification Programme. WMO.

- Smolarkiewicz, P.K., 1983: A simple positive definite advection scheme with small implicit diffusion. Mon. Wea. Rev., 111, 479-486.
- Sommeria, G., and M.A. Le Mone, 1978: Direct testing of a three-dimensional model of the planetary boundary layer against experimental data. J. Atmos. Sci., 35, 25-39.
- Soong, S.-T., and Y. Ogura, 1973: A comparison between axisymmetric and slab-symmetric cumulus cloud models. J. Atmos. Sci., 30, 879-893.
- Spiegel, E.A., and G. Veronis, 1960: Scale analysis of deep and shallow convection in the atmosphere. J. Atmos. Sci., 19, 173-179.
- Steiner, J.T., 1973: A three-dimensional model of Cumulus cloud development. J. Atmos. Sci., 30, 414-434.
- Sun, W.-Y, 1978: Stability analysis of deep cloud streets. J. Atmos.Sci., 35, 466-483.
- Takeda, T., 1971: Numerical simulation of a precipitating convective cloud: The formation of a "long lasting" cloud. J. Atmos. Sci., 28, 350-376.
- Thorpe, A.J., and M.J. Miller, 1978: Numerical simulations showing the role of the downdraught in cumulonimbus motion and splitting. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 104, 873-893.
- Tripoli, G.J., and W.R. Cotton, 1980: A numerical investigation of several factors contributing to the observed variable intensity of deep convection over south Florida. J. Appl. Meteor., 19, 1037-1063,
- Turpeinen, O., 1985: Application of a three-dimensional cloud model to the study of GATE showers. Notes for the Int. Cloud Modelling Workshop/Conf., Irsee, Fed. Rep. of Germany, 15-19 July 1985, WMO/TD - N° 57.
- , and M.K. Yau, 1981: Comparisons of results from a three-dimensional cloud model with statistics of radar echoes on day 261 of GATE. Mon. Wea. Rev., 109, 1495-1511.
- Warner, C., 1980: Cloud measurements on day 245 of GATE. Atmos-Ocean, 18, 207-226.
- , 1981: Photogrammetry from aircraft side camera movies: Winter Monex. J. Appl. Meteor., 20, 1516-1526.
- , 1982: Mesoscale features and cloud organization on 10-12 December 1978 over the South China Sea, J. Atmos. Sci., 39, 1619-1641.
- , and R.H. Grumm, 1984: Cloud distributions in a Bay of Bengal monsoon depression. Mon. Wea. Rev., 112, 153-172.

- Warner C., and D.P. Mc Namara, 1984: Aircraft measurements of convective draft cores in MONEX. J. Atmos. Sci., 41, 430-438.
- , J. Simpson, D.W. Martin, D. Suchman, F.R. Mosher, and R.F. Reinking, 1979: Shallow Convection on day 261 of GATE: Mesoscale arcs. Mon. Wea. Rev., 107, 1617-1635.
- , ———, ———, ———, ———, and ———, 1980 a: Reply Mon. Wea. Rev., 108, 1705-1707.
- , ———, G. Van Helvoirt, D.W., Martin, D. Suchman, and G.L. Austin, 1980 b: Deep convection on day 261 of GATE. Mon. Wea. Rev., 108, 169-194.
- Warner J., 1955: The water content of cumuliform clouds. Tellus, 7, 449-457.
- , 1969: The microstructure of Cumulus cloud. Part I. General features of the droplet spectrum. J. Atmos. Sci., 26, 1049-1059.
- , 1970 a: The microstructure of Cumulus cloud. Part III. The nature of the updraft. J. Atmos. Sci., 27, 682-688.
- , 1970 b: On steady-state one-dimensional models of Cumulus convection. J. Atmos. Sci., 27, 1035-1040.
- , 1973: The microstructure of Cumulus cloud. Part V. Changes in droplet size distribution with cloud age. J. Atmos. Sci., 30, 1724-1726.
- , 1977: Time variation of updraft and water content in small cumulus cloud. J. Atmos. Sci., 34, 1306-1312.
- Weisman, M.L. and J.B. Klemp, 1982: The dependence of numerically simulated convective storms on vertical wind shear and buoyancy. Mon. Wea. Rev., 110, 504-520.
- Wilhemson, R.B., and J.B. Klemp, 1978: A numerical study of storm splitting that leads to long lived storms. J. Atmos. Sci., 35, 1974-1986.
- , and ———, 1981: A three-dimensional numerical simulation of splitting severe storms on 3 April 1964. J. Atmos. Sci., 38, 1581-1600.
- , and Y. Ogura: 1972: The pressure perturbation and the numerical modeling of a cloud. J. Atmos. Sci., 29, 1295-1307.
- WMO, 1978: Handbook of meteorological forecasting for soaring flight. Technical Note N° 158. WMO N° 495.
- Yau, M.K., 1980: The effect of evaporation, water load and wind shear on cloud development in a three-dimensional numerical model. J. Atmos. Sci., 37, 488-494.

Yoshizaki, M. 1978: Numerical experiments of a convective cloud with a high cloud base in shear flows. J. Meteor. Soc. Japan, 56, 387-404.

Zipser, E.J., 1984: Mesoscale structure of tropical convective storms. NCAR 1984 Summer Colloquium Lecture Notes, Nat. Center for Atmospheric Research, Colorado, 463-479.